

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

MICHEL BAYET

PREMIÈRE THÈSE. — Recherches théoriques et expérimentales sur l'excitation
des gaz par les ultra-hautes-fréquences.

DEUXIÈME THÈSE. — Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 22 juin 1951 devant la Commission d'examen.

MM. J. CABANNES, *Président.*

Y. ROCARD

P. JACQUINOT

P. GRIVET

} *Examineurs.*

1951

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen CHÂTELET (M. A.).

PROFESSEURS

JULIA (G.)	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	COUSIN (M ^{lle})	T	Biologie animale (P.C.B.).
DENJOY (A.)	T	Théorie des Fonctions.	CHRÉTIEN		Chimie (P.C.B.).
LUTAUD (L.)	T	Géographie physique et Géologie dynamique.	DRACH (P.)		Zoologie.
DARMOIS (E.)	T	Enseignement de Physique.	KASTLER		Physique.
LÉVY (Robert)	T	Physiologie comparée.	CHÂTELET	T	Arithmétique et Théorie des nombres.
VILLAT (Henri)	T	Mécanique des fluides et applications.	ÉPHRUSSI	T	Génétique.
RAMART-LUCAS (M ^{me})	T	Chimie organique.	WURMSER	T	Biologie physico-chimique.
FOCH	T	Mécanique physique et expérimentale.	BAUER	T	Chimie-Physique.
PAUTHENIER	T	Électrotechnique générale.	RIVIÈRE		Géologie (P.C.B.).
BROGLIE (L. DE)	T	Théories physiques.	GAUTHERET		Biologie végétale (P.C.B.).
JOB	T	Chimie générale.	LUCAS		Physique.
PRENANT	T	Anatomie et Histologie comparées.	THOMAS (A.)		Évolution des êtres organisés
COMBES	T	Physiologie végétale.	ARNULF		Optique appliquée.
GARNIER	T	Géométrie supérieure.	MORAND (Max)		Physique.
PÉRÈS	T	Mécanique rationnelle.	SOLEILLET	T	Physique.
LAUGIER	T	Physiologie générale.	FORTIER	T	Mécanique expérimentale des fluides
TOUSSAINT	T	Technique Aéronautique.	DANJON	T	Astronomie.
CURIE (M.)	T	Physique (P.C.B.).	FROMAGEOT		Chimie biologique.
RIBAUD (G.)	T	Hautes températures.	LAPORTE		Physique générale et Radioactivité.
CHAZY	T	Mécanique analytique et Mécanique céleste.	JANET		Mathématiques générales.
CROZE	T	Physique théorique et Physique céleste.	PETIT	T	Biologie maritime.
DUPONT	T	Théories chimiques.	QUENEY	T	Météorologie et Dynamique atmosphérique.
VALIRON	T	Calcul différentiel et Calcul intégral.	GALLIEN		Biologie animale (P.C.B.).
BARRABÉ	T	Géologie structurale et géologie appliquée.	EICHHORN		Biologie végétale (P.C.B.).
VAVON	T	Analyse et mesures chimiques.	CUGNAC (DE)		Biologie végétale (P.C.B.).
DARMOIS (G.)	T	Calcul des probabilités et Physique mathématique.	LAVAL		Physique (P.C.B.).
BOURCART (Jacques)		Géographie physique et Géologie dynamique.	CAUCHOIS (M ^{lle})		Chimie-Physique.
AUBEL	T	Chimie biologique.	THELLIER		Physique du Globe.
JOLIOT-CURIE (M ^{me})	T	Physique générale et Radioactivité.	AUDUBERT		Électrochimie.
PLANTEFOL	T	Botanique.	L'HÉRITIER		Génétique.
CABANNES	T	Recherches physiques.	GRIVET	T	Radio-électricité.
GRASSÉ	T	Évolution des êtres organisés.	PONCIN		Mécanique des fluides.
PRÉVOST	T	Chimie organique.	THIRY	T	Mécanique appliquée.
BOULIGAND	T	Application de l'analyse à la Géométrie.	DUBREIL		Mathématiques générales.
CHAUDRON	T	Chimie appliquée.	QUELET		Chimie (P.C.B.).
WYART	T	Minéralogie.	CAGNIARD		Géophysique appliquée.
TEISSIER	T	Zoologie.	CHAMPETIER		Chimie appliquée.
MANGENOT	T	Biologie végétale.	CUVILLIER		Géologie structurale et Géologie appliquée.
AUGER (P.)	T	Physique quantique et Relativité.	JUNG		Pétrographie.
MONNIER		Physiologie générale.	TRILLAT		Physique (P.C.B.).
PIVETEAU	T	Géologie.	WIEMANN		Chimie (P.C.B.).
ROCARD	T	Physique (É.N.S.).	LICHNEROWICZ		Mathématiques.
CARTAN (H.)	T	Mathématiques générales.	JACQUINOT		Physique (P.C.B.).
SCHAEFFER	T	Physiologie des fonctions.	VASSY		Physique de l'atmosphère.
LAFFITTE	T	Chimie générale.	DESTOUCHES		Théories physiques.
FAVARD		Calcul des probabilités et Physique-Mathématique.	PRUVOST (M.)	T	Géologie.
COULOMB	T	Physique du Globe.	AMIEL		Chimie (P.C.B.).
			HOCART		Minéralogie.
			MACHEBOEUF		Microbiologie.
			MATHIEU (J.-P.)		Physique (P.C.B.).
			COUTEAUX		Biologie animale (P.C.B.).
			MAY		Biologie animale (P.C.B.).

Secrétaire MONIER (Ch.).



Nom du Candidat :

BAYET

Prénoms :

Michel-Alain-Jean

(éventuellement) :

Nom de jeune fille : _____

Date de la soutenance :

22 juin 1951

Numéro d'ordre :

3319

BAYET (Michel). — Recherches théoriques et expérimentales sur l'excitation des gaz par les ultra-hautes-fréquences. — *Paris, La revue scientifique*, 1951. Gr. in-4°, 48 p., fig.

Th. Sc. Phys. Paris, 1951. Sér. A. 2447. N° 3319.

BAYET (Michel). — Recherches théoriques et expérimentales sur l'excitation des gaz par les ultra-hautes-fréquences. — *Paris, La revue scientifique*, 1951. Gr. in-4°, 48 p., fig.

Th. Sc. Phys. Paris, 1951. Sér. A. 2447. N° 3319.

RECHERCHES THÉORIQUES ET EXPÉRIMENTALES
SUR L'EXCITATION DES GAZ
PAR LES ULTRA-HAUTES-FRÉQUENCES

BAYET (Michel). — Recherches théoriques et expérimentales sur l'excitation des gaz par les ultra-hautes-fréquences. — *Paris, La revue scientifique*, 1951. Gr. in-4°, 48 p., fig.

Th. Sc. Phys. Paris, 1951. Sér. A. 2447. N° 3319.

BAYET (Michel). — Recherches théoriques et expérimentales sur l'excitation des gaz par les ultra-hautes-fréquences. — *Paris, La revue scientifique*, 1951. Gr. in-4°, 48 p., fig.

Th. Sc. Phys. Paris, 1951. Sér. A. 2447. N° 3319.

PROFESSEURS

BAYET

Nom du Candidat :

Prénoms :

(éventuellement) :

Nom de jeune fille :

22 juin 1921

Date de la soutenance :

3319

Numéro d'ordre :

BAYET (Michel) — Recherches
théoriques et expérimentales sur
l'excitation des gaz par les ultra-
hautes-fréquences. — Paris, la revue
scientifique, 1921, Gr. in-4, 48 p., fig.

BAYET (Michel) — Recherches
théoriques et expérimentales sur
l'excitation des gaz par les ultra-
hautes-fréquences. — Paris, la revue
scientifique, 1921, Gr. in-4, 48 p., fig.

BAYET (Michel) — Recherches
théoriques et expérimentales sur
l'excitation des gaz par les ultra-
hautes-fréquences. — Paris, la revue
scientifique, 1921, Gr. in-4, 48 p., fig.

BAYET (Michel) — Recherches
théoriques et expérimentales sur
l'excitation des gaz par les ultra-
hautes-fréquences. — Paris, la revue
scientifique, 1921, Gr. in-4, 48 p., fig.

JULIA (G.)	T	Analyse supérieure.
DENJOY (A.)	T	Théorie des Fonctions.
LUTAUD (L.)	T	Géographie physique.
DARMOIS (E.)	T	Enseignement de la Géométrie.
LÉVY (Robert)	T	Physiologie comparée.
VILLAT (Henri)	T	Mécanique des fluides.
RAMART-LUCAS (M ^{me})	T	Chimie organique.
FOCH	T	Mécanique physique.
PAUTHENIER	T	Électrotechnique.
BROGLIE (L. DE)	T	Théories physiques.
JOB	T	Chimie générale.
PRENANT	T	Anatomie et Histologie.
COMBES	T	Physiologie végétale.
GARNIER	T	Géométrie supérieure.
PÉRÈS	T	Mécanique rationnelle.
LAUGIER	T	Physiologie générale.
TOUSSAINT	T	Technique Aéronautique.
CURIE (M.)	T	Physique (P.C.B.).
REBAUD (G.)	T	Hautes températures.
CHAZY	T	Mécanique analytique céleste.
CROZE	T	Physique théorique.
DUPONT	T	Théories chimiques.
VALIRON	T	Calcul différentiel.
BARRABÉ	T	Géologie structurale.
VAYON	T	Analyse et mesure.
DARMOIS (G.)	T	Calcul des probabilités mathématique.
BOURCART (Jacques)		Géographie physique dynamique.
AUBEL	T	Chimie biologique.
JOLIOT-CURIE (M ^{me})	T	Physique générale.
PLANTEFOL	T	Botanique.
CABANNES	T	Recherches physiques.
GRASSÉ	T	Évolution des êtres vivants.
PRÉVOST	T	Chimie organique.
BOULIGAND	T	Application de l'analyse.
CHAUDRON	T	Chimie appliquée.
WYART	T	Minéralogie.
TEISSIER	T	Zoologie.
MANGENOT	T	Biologie végétale.
AUGER (P.)	T	Physique quantique et relative.
MONNIER		Physiologie générale.
PIVETEAU	T	Géologie.
ROCARD	T	Physique (É.N.S.).
CARTAN (H.)	T	Mathématiques générales.
SCHAEFFER	T	Physiologie des fonctions.
LAFFITTE	T	Chimie générale.
FAVARD		Calcul des probabilités et Physique-Mathématique.
COULOMB	T	Physique du Globe.

VASSY		Physique de l'atmosphère.
DESTOUCHES		Théories physiques.
PRUVOST (M.)	T	Géologie.
AMIEL		Chimie (P.C.B.).
HOCART		Minéralogie.
MACHEBOEUF		Microbiologie.
MATHIEU (J.-P.)		Physique (P.C.B.).
COUTEAUX		Biologie animale (P.C.B.).
MAY		Biologie animale (P.C.B.).

Secrétaire..... MONIER (Ch.).



RECHERCHES THÉORIQUES ET EXPÉRIMENTALES
SUR L'EXCITATION DES GAZ
PAR LES ULTRA-HAUTES-FRÉQUENCES



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41550412_0030

RECHERCHES THÉORIQUES ET EXPÉRIMENTALES SUR L'EXCITATION DES GAZ PAR LES ULTRA-HAUTES-FRÉQUENCES

PAR

MICHEL BAYET

SOMMAIRE

Le travail que je présente ici se compose de deux parties. La première, théorique, est assez développée et n'a été limitée que par des difficultés d'ordre mathématique; elle s'appuie, tant sur les résultats obtenus par les nombreux expérimentateurs qui se sont occupés de « la décharge dans les gaz », que sur les théories par lesquelles ils ont cherché à les étayer. La seconde, expérimentale, se borne à l'étude des phénomènes transitoires, dont elle pose les bases, sans prétendre épuiser le sujet, même dans le cadre restreint où je me suis placé (celui des très-hautes-fréquences).

L'exposé physique préliminaire montre que l'on doit distinguer trois grands types de « décharges électriques dans les gaz ». Le premier est celui où la pression est assez faible pour que le libre parcours moyen des électrons dépasse les dimensions du tube où l'on observe la décharge; la nature du gaz y a là bien moins d'importance que celle des parois, et c'est, par suite, ce qu'il conviendrait plutôt de nommer « décharge dans le vide », sans réserver ce titre au cas des plus basses pressions que l'on peut obtenir. Le deuxième est celui où la fréquence du champ est assez faible pour que la plupart des électrons, malgré leurs chocs désordonnés avec les molécules du gaz, soient animés d'un mouvement d'ensemble, selon le champ, suffisant pour qu'ils atteignent une électrode dans l'intervalle d'une demi-période, et disparaissent ainsi du volume du gaz; c'est ce que, par extension de ce qui se passe en courant continu, j'appellerai « régime de PASCHEN ». Le troisième est celui où l'amplitude du mouvement d'ensemble des électrons, lorsqu'il en existe un, est faible, comparé aux dimensions du tube; un tel régime ne peut avoir lieu qu'en courant alternatif, et s'observe d'autant plus facilement que la fréquence est élevée; je le désignerai par « régime U.-H.-F. » (ultra-haute-fréquence). Ces distinctions m'ont permis d'expliquer certains phénomènes encore mal éclaircis, comme les variations brusques et les doubles minimums du potentiel explosif, lorsque l'on fait varier la pression du gaz, par exemple.

Le dernier régime est le plus propice à l'étude des propriétés du gaz, car le rôle des parois y est le moins important et le plus aisément calculable; de plus, il rend possible la suppression des électrodes, ce qui permet de grandes simplifications expérimentales, et devrait également faciliter le maintien de la pureté des gaz à étudier. C'est effectivement dans ce cas que l'on a pu faire les premières déterminations correctes de champ explosif en fonction de paramètres intrinsèques, indépendants de la décharge : potentiels d'ionisation, libres parcours moyens, etc. L'exposé mathématique de ces théories constitue le deuxième chapitre de ce travail. J'y ai précisé le rôle des deux principaux facteurs qui déterminent les conditions du maintien d'un état stationnaire d'excitation du gaz⁽¹⁾ : la recombinaison en volume et la diffusion sur les parois, ce sont ces deux phénomènes, en effet, qui équilibrent l'ionisation, laquelle résulte alors uniquement des chocs électroniques.

C'est donc dans ce régime, à la fréquence de 600 Mc/s, que je me suis placé pour effectuer les manipulations qui constituent la partie expérimentale de cette thèse. J'ai choisi l'étude des phénomènes transitoires, d'une part parce qu'ils n'ont encore été que peu étudiés, d'autre part parce qu'ils fournissent des éléments importants pour la détermination des conditions de l'excitation des gaz; cela est surtout vrai, d'ailleurs, de l'extinction de la décharge, car la suppression de l'ionisation par le champ électrique apporte de grosses simplifications. Dans ce but, j'ai mis au point un appareil permettant d'exciter le gaz au moyen d'impulsions U.-H.-F. de durée strictement déterminée (2 μ s, ou davantage), et un dispositif pratique, comprenant essentiellement une cellule photo-électrique et un oscillographe, pour suivre les variations rapides de l'émission lumineuse des éclairs ainsi obtenus. Afin de faciliter l'observation, j'ai été amené à les répéter périodiquement, au bout d'un intervalle de temps assez court pour que la désionisation du gaz, entre deux éclairs,

⁽¹⁾ Le terme consacré de *décharge* n'a pas grand sens, surtout dans ce cas où il n'existe aucun transfert de charges d'une électrode à l'autre.

ne soit pas complète (en pratique, 50 fois par seconde); l'on assure ainsi une ionisation préalable suffisante pour donner une valeur constante au retard à l'allumage, et supprimer ainsi la plus gênante de ses manifestations. On constate alors que ce retard peut varier de moins de $0,1 \mu\text{s}$ à plus de $10 \mu\text{s}$, selon la nature et la pression du gaz, et la valeur du champ. Je n'ai malheureusement pu exploiter complètement mes résultats, en raison de l'incertitude existant sur les paramètres électriques. J'ai préparé moi-même la plupart des tubes que j'ai utilisés, et j'ai déterminé spectrographiquement la nature de quelques impuretés dont l'importance s'était manifestée.

Le résultat expérimental le plus important que j'ai obtenu concerne l'augmentation du coefficient de recombinaison des ions positifs et des électrons, lorsque la vitesse de ces derniers décroît après la suppression de l'excitation; elle se traduit, dans le cas des gaz rares purs en particulier, par la présence d'un maximum dans la « post-lueur » (afterglow), émission lumineuse du gaz qui suit l'éclair intense obtenu pendant l'excitation. Si l'on précise alors numériquement les paramètres qui règlent la diffusion et la recombinaison, on peut déduire, de l'intervalle de temps qui sépare ce maximum de la fin de l'excitation, la valeur de la densité ionique à la fin de la décharge. On trouve ainsi qu'avec l'excitation utilisée elle est de quelque 10^{12} dans le néon, et approximativement proportionnelle à la pression dans le domaine étudié (quelques mm de Hg). Le rôle de certains gaz (CO , O_2), qui accélèrent la désionisation en faisant intervenir un troisième mécanisme caractérisé par la formation d'ions négatifs, se manifeste par la suppression de ce maximum; l'intensité lumineuse de l'éclair décroît alors de façon

continue, dès la fin de l'excitation. De même le rôle des parois a été mis en évidence par l'utilisation de tubes présentant une partie capillaire. L'effet est le même que dans le cas précédent, mais il résulte de la considérable augmentation relative des pertes dues à la diffusion.

Sans doute d'autres travaux seront nécessaires pour préciser mes résultats; mais, parmi la multitude de chiffres publiés sur l'ensemble de ce sujet de la décharge dans les gaz, beaucoup de ceux qui sont d'un réel intérêt et qui ont été consciencieusement déterminés n'ont pas eu l'exploitation qu'ils méritent, faute d'une analyse suffisante des conditions de l'excitation. Mes recherches, tant théoriques que pratiques, ont essayé d'y remédier quelque peu.

Ce travail a été exécuté dans le Laboratoire de Physique de l'École normale supérieure, grâce à la bienveillance de son directeur, le Professeur Yves ROCARD à qui je tiens à exprimer ici ma respectueuse gratitude, pour la confiance qu'il m'a accordée en m'indiquant un sujet d'études fécond. Je remercie en outre mes maîtres et mes camarades, et en particulier P. GRIVET, A. KASTLER, F. BERTEIN et J.-F. DENISSE, ainsi que M^{lle} CHENOT, professeur à l'École normale supérieure de Sèvres, pour leurs conseils, leurs critiques et leurs encouragements, ainsi que l'ensemble du personnel, pour l'aide amicale qui m'a été apportée. L. HERMAN, du Laboratoire de Physique de la Sorbonne, m'a donné d'utiles renseignements spectroscopiques; je l'en remercie bien vivement. Je dois enfin une formation précieuse et un soutien matériel important au Service des études et recherches scientifiques de la Marine nationale.

Monsieur le Doyen J. CABANNES a bien voulu accepter de présider le jury. Je le prie de croire à ma profonde reconnaissance.

CHAPITRE I

GÉNÉRALITÉS SUR LES CONDITIONS D'EXCITATION ÉLECTRIQUE DES GAZ

I. — MOUVEMENT DES ÉLECTRONS
DANS UN GAZ
SOUS L'ACTION D'UN CHAMP ÉLECTRIQUE.

A) Action d'un champ continu.

DANS un gaz renfermant des électrons libres, molécules et électrons sont animés d'un mouvement désordonné d'agitation thermique, beaucoup plus rapide pour les derniers dont la masse m est bien plus faible que la masse M des molécules, et dont la vitesse quadratique moyenne v_q , donnée par $mv_q^2 = 3kT$, atteint $1,2 \cdot 10^7$ cm/sec pour $T = 300^\circ$ K. Sous l'action d'un champ continu E , les électrons de charge e seront soumis à une force constante. Si l'on considère alors ceux qui sont contenus dans un petit volume durant un temps assez court pour que leur diffusion soit négligeable, ou un électron isolé durant un temps assez long pour qu'il ait subi un nombre considérable de chocs, on pourra définir une vitesse moyenne de progression des électrons selon le champ, ω , à partir de leur déplacement moyen $dx = \omega dt$ pendant le temps considéré, et un coefficient de mobilité, μ , par la relation $\omega = \mu E$.

Si l est le libre parcours moyen d'un électron (l. p. m.), v_m sa vitesse moyenne, un raisonnement élémentaire montre que dans l'intervalle de temps l/v_m qui sépare deux chocs consécutifs, le déplacement dû au champ est

$$\frac{1}{2} \frac{eE}{m} \left(\frac{l}{v_m} \right)^2;$$

d'où l'on déduit

$$\omega = \frac{1}{2} \frac{eEl}{mv_m} \quad \text{et} \quad \mu = \frac{1}{2} \frac{el}{mv_m}.$$

Le coefficient numérique doit être corrigé pour tenir compte de la répartition et de la persistance des vitesses. On trouve alors, d'après LORENTZ [1],

$$(1) \quad \mu = \frac{8}{3\pi} \frac{el}{mv_m} = 0,85 \frac{el}{mv_m}$$

ou, en fonction de v_q , $\mu = 0,92(el/mv_q)$ (toutefois les calculs de LANGEVIN, pour les ions, appliqués aux électrons [2], conduisent à des coefficients un peu différents $\mu = 0,75(el/mv_m) = 0,81(el/mv_q)$).

Il en résulte que μ dépend de E (à la différence de ce qui se passe pour les ions, ainsi que nous le verrons plus loin); car μ dépend de v_q , et les électrons acquièrent, sous l'influence du champ, une énergie bien supérieure à l'énergie thermique.

Étant donné n électrons progressant, sous l'action du champ E , d'une longueur dx , et subissant dn chocs ionisants (donc donnant naissance à dn nouveaux électrons), on appelle coefficient d'ionisation (1^{er} coefficient de TOWNSEND) un nombre α défini par $dn = n\alpha dx$; ce qui peut s'écrire, si ν est le nombre d'électrons produits par électron et par seconde,

$$n\nu dt = n\alpha \omega dt = n\alpha \mu E dt, \quad \text{d'où} \quad \alpha = \frac{\nu}{\mu E}.$$

Toutefois, si la plupart des électrons ont une telle origine, il est indispensable de supposer un autre mécanisme d'ionisation, afin de rendre compte, en particulier, de l'amorçage de la décharge. TOWNSEND a supposé que c'était l'ionisation par les ions positifs, et a introduit ainsi un deuxième coefficient, β , petit par rapport à α , et conduisant, pour expression du courant i entre deux électrodes distantes de d cm, à la formule

$$i = i_0 \frac{\alpha \varepsilon^{\alpha d}}{\alpha - \beta \varepsilon^{\alpha d}}.$$

Cette loi est bien vérifiée, quoique le phénomène sur lequel elle a été établie n'en soit nullement la cause. D'autres mécanismes ont été proposés, en particulier l'émission secondaire à la cathode (sous l'action des ions positifs, ou des photons...); ils conduisent à la même forme de loi. Le rôle de la cathode est d'ailleurs fondamental; un électron qui l'a quittée ne peut généralement y revenir, de sorte que la décharge dépend essentiellement de ses propriétés émissives.

On voit que le courant i prend une valeur infinie lorsque d a la valeur d_e définie par $\beta \varepsilon^{\alpha d_e} = \alpha$; cela correspond à l'amorçage de la décharge; d_e est la distance explosive pour la valeur considérée du champ.

Si p est la pression du gaz, α/p et β/p ne sont fonction que de $E/p = V/pd$, de sorte que le potentiel explosif $V = Ed$ n'est fonction que du produit pd , ou du quotient d/l , c'est-à-dire de la distance inter-électrodes mesurée avec le l. p. m. par unité de longueur; c'est la loi de PASCHEN, cas particulier d'une

loi de similitude plus générale. On connaît l'allure des courbes $V = f(p_d)$, et l'existence d'un minimum de potentiel explosif; on peut dire qu'il faut tant de volts pour tant de l. p. m., mais la relation ne devient linéaire que si le nombre de l. p. m. est assez grand, de l'ordre du double de celui qui correspond au minimum, et qui est d'environ 25 pour l'air, N_2 , O_2 , H_2 , de 50 pour les gaz rares (He, Ne, A).

Si l'on examine le comportement des particules constituant le gaz, on voit que lorsqu'un électron rencontre une molécule (le nombre des ions étant en général petit, comparé à celui de ces dernières, leurs chocs entre eux sont négligeables), sa vitesse subit une réorientation brutale et aléatoire, et il perd une partie ΔW de son énergie W , assez faible dans le cas des chocs élastiques, par suite de la différence de masse des corpuscules considérés. CRAVATH a montré [3] que l'on a en moyenne

$$(2) \quad \frac{\Delta W}{W} = 2,66 \frac{m}{M} \left(1 - \frac{\omega}{W}\right),$$

où ω désigne l'énergie d'agitation thermique des molécules. Elle croît en tendant vers une limite $2\eta = 2,66m/M$ lorsque W croît; elle est évidemment nulle lorsque le gaz est en équilibre cinétique (loi de MAXWELL). Après le choc, l'électron est accéléré ou ralenti selon la direction relative de sa vitesse et du champ; mais, créé généralement avec une vitesse faible, il ne peut acquérir une énergie supplémentaire qu'après avoir parcouru une certaine distance dans la direction du champ; cela se traduit, pour les électrons créés à l'électrode négative, par l'existence d'un domaine cathodique dont les dimensions et l'aspect varient avec la pression. Lorsque les électrons ont atteint une répartition de vitesses telle que l'énergie supplémentaire qu'ils peuvent gagner dans leur mouvement global en sens inverse du champ est égale à celle qu'ils perdent dans les différents chocs, cette répartition ne se modifie plus lorsque l'on se rapproche de l'anode: on est dans la colonne positive (cf. par exemple, la distribution de DRUYVESTEYN, chapitre II, p. 18). Le mouvement des électrons consiste donc en une grande agitation désordonnée, avec une faible composante selon le champ, qui représente le courant; l'énergie qu'ils reçoivent du champ est une fonction de E/p ou de El , qui détermine le gain entre deux chocs. A cause de leur masse, les ions positifs n'acquièrent qu'une énergie bien plus faible, et la perdent durant les chocs; leur contribution au courant est donc négligeable, et leur rôle en courant alternatif est d'ailleurs encore plus faible, car les changements de sens du champ les empêchent même d'acquérir une énergie appréciable. Ajoutons enfin que l'électrisation des parois tend à resserrer le trajet de la décharge selon l'axe du tube [4].

B) Action d'un champ alternatif.

Lorsque le champ s'annule et change de sens, le mouvement d'ensemble des électrons s'inverse également. Tant que l'amplitude de ce mouvement sera supérieure aux dimensions de la décharge, il n'y aura pas grand chose de changé; mais il n'existera que tant que la fréquence du champ φ sera faible au regard de celle des collisions électroniques ($\varphi \ll f$). Or ce paramètre $f = v/l$, d'une grande importance, a une valeur mal déterminée, principalement à cause de la variation de l avec la vitesse des électrons (d'après la théorie cinétique, on devrait avoir $l = 4\sqrt{2}L$, L étant le l. p. m. des molécules du gaz. Mais de nombreuses mesures [5] ont montré qu'il n'en est pas ainsi, et qu'il y a des différences de comportement considérables selon les gaz; l'effet RAMSAUER de l'argon, du krypton et du xénon en est un cas typique). De plus, pour des raisons de commodité (étude de l'influence de la pression, par exemple), on conserve ordinairement à f la valeur qu'il aurait si les électrons avaient la vitesse d'agitation thermique correspondant à la température du gaz, hypothèse admissible pour les molécules, mais non pour des électrons dans un champ électrique.

Calculons approximativement l'amplitude de ce mouvement d'ensemble des électrons, qui n'existera donc que pour $f \gg \varphi$, c'est-à-dire pour $l\varphi \ll 10^8$, si l'on considère que la valeur moyenne de la vitesse v des électrons dans une décharge est au moins 10 fois la vitesse d'agitation thermique à température ordinaire (leur énergie est en effet de l'ordre de grandeur de l'énergie d'ionisation du gaz, soit 10 à 20 eV en général). Nous négligerons la distribution des vitesses et la variation de l avec v , l'énergie d'agitation thermique du gaz et tous les chocs non élastiques. Écrivons que durant un temps Δt , petit par rapport à la période $1/\varphi$, mais grand si on le compare à la *vie moyenne* l/v d'un électron entre deux chocs, l'énergie gagnée par un électron progressant sous l'action du champ $\mathcal{E} = E \cos \omega t$, est égale à l'énergie perdue par chocs élastiques. Cela suppose négligeable la variation de l'énergie cinétique des électrons (nous reviendrons plus loin (p. 36) sur la validité de ce calcul).

Le gain dû au champ est

$$e\mathcal{E}\omega \Delta t = e\mu E^2 \cos^2 \omega t \Delta t.$$

Le nombre de chocs étant $v\Delta t/l$, la perte sera

$$\frac{v\Delta t}{l} \times 2\eta \times \frac{1}{2} m v^2 = \eta \frac{m v^3}{l} \Delta t.$$

En remplaçant μ par sa valeur (équ. 1), il vient

$$(3) \quad 0,85 \frac{l}{m v} e^2 E^2 \cos^2 \omega t = \eta \frac{m v^3}{l}.$$

D'où ν , qui n'est défini que par sa valeur absolue :

$$\nu = \left[\frac{eEl}{m} \sqrt{\frac{0,85}{\eta}} |\cos \omega t| \right]^{\frac{1}{2}}.$$

On en déduit μ et, par suite, ω :

$$\omega = 0,85 \left(\frac{\eta}{0,85} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{eEl}{m} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\cos \omega t}{|\cos \omega t|^{\frac{1}{2}}} = \pm B |\cos \omega t|^{\frac{1}{2}}$$

puis, par conséquent, l'amplitude cherchée :

$$(3 \text{ bis}) \quad d_1 = B \int_{-\frac{\pi}{2\omega}}^{+\frac{\pi}{2\omega}} (\cos \omega t)^{\frac{1}{2}} dt = \frac{2B}{\omega} \int_0^{\frac{\pi}{2}} (\cos \theta)^{\frac{1}{2}} d\theta \\ \approx 2,38 \frac{B}{\omega} = 0,38 \frac{B}{\varphi} = 0,34 \eta^{\frac{1}{2}} \left(\frac{eEl}{m\varphi^2} \right)^{\frac{1}{2}}.$$

On a donc $d_1 = K \sqrt{El}/\varphi$, K ne dépend que du gaz. Les valeurs de $K \cdot 10^{-6}$ sont : 2 (H_2) ; 1,6 (He) ; 1,1 (Ne) ; 1 (air) ; 0,6 (Hg) ; E est exprimé en volts/cm.

Pour Ne on a, par exemple, 1,36 μ pour $p = 1,5$ cm de mercure ; d'où

$$d_1 = 7,5 \quad \sqrt{E} \text{ cm,} \quad \text{pour } \varphi = 10 \text{ Kc/sec.}$$

$$d_1 = 0,0075 \sqrt{E} \text{ cm,} \quad \text{pour } \varphi = 10 \text{ Mc/sec.}$$

Dans le premier cas, pour des valeurs courantes de E (100 par exemple), on voit que d_1 est nettement supérieur aux dimensions des tubes à décharge utilisés en général ($d =$ quelques cm). Dans ce cas, il y a un transport réel de charges d'une électrode à l'autre. La plupart des électrons créés durant une alternance du champ disparaissant avant qu'elle ne cesse, le phénomène s'apparente à la décharge en courant continu.

Mais, dans le deuxième cas, il n'en est plus ainsi ; les électrons oscillent en restant, pour la plupart, à l'intérieur du gaz.

De même, lorsque φ ou l croissent, de sorte qu'il n'y a plus assez de chocs, dans la durée d'une période, pour maintenir un flux d'électrons en phase avec le champ, et que, par suite, le mouvement de ceux-ci devient de plus en plus désordonné, il n'y a pas davantage de transfert de charges entre deux électrodes, et les phénomènes dont elles sont le siège en courant continu n'interviennent plus.

Dans les cas où il n'y a plus de courant traversant le gaz, l'énergie moyenne des électrons créés par chocs ionisants à l'intérieur du tube à décharge, s'édifie peu à peu au cours des alternances successives du champ et sans localisation dans l'espace, jusqu'à ce qu'elle atteigne la valeur correspondant à l'équilibre ; elle peut donc s'exprimer, en électron-volts, par un nombre supérieur à celui qui mesure le champ ou la différence de potentiel entre les électrodes, contrairement à ce qui se passe en courant continu ; c'est ainsi qu'à la fréquence de 35 Mc/sec, KIRCHNER a pu observer des

décharges dans le néon, avec une différence de potentiel de moins de 20 V, alors que l'énergie d'ionisation de ce gaz est de 21,5 eV [6].

Enfin, quand φ devient supérieur à f , si la pression est assez faible, les électrons peuvent de nouveau osciller, mais leur mouvement est alors déphasé par rapport au champ, dont ils ne reçoivent plus en moyenne aucune énergie, lui cédant, durant un quart de période, celle qu'ils en ont reçue durant le quart de période précédent. On a, classiquement,

$$\nu - \nu_0 = \frac{eE}{m\omega} \sin \omega t,$$

de sorte que leur énergie moyenne maximum correspond à la vitesse $eE/m\omega$. Il en résulte qu'un électron ne pourra ioniser une molécule, en la frappant au moment propice, que si cette énergie est supérieure à l'énergie d'ionisation.

De plus, l'amplitude de ce mouvement oscillant est

$$d_2 = 2 \frac{eE}{m\omega^2} \approx 90 \cdot 10^{12} \frac{E}{\varphi^2}.$$

Aux fréquences élevées (plus de 100 Mc/sec), d_2 est généralement inférieur aux dimensions des tubes à décharge. Dans le cas contraire, les électrons vont de nouveau d'une paroi du tube à l'autre, mais sans subir de chocs ; c'est ce qui se passe également en courant continu, à très-basse pression.

Dans la présente étude, nous n'examinerons pas ce qui se passe dans ce dernier cas, la nature des parois y ayant une grande importance ; c'est-à-dire que nous supposerons la pression assez élevée pour que le l. p. m. des électrons soit sensiblement inférieur aux dimensions du récipient contenant le gaz ($l \ll d$). Dans ces conditions, on a également $d_2 \ll d$.

De plus, pour la même raison, nous supposerons que les phénomènes cathodiques et anodiques n'interviennent pas, et en particulier que lorsqu'il existe un mouvement d'ensemble des électrons ($l\varphi \ll 10^8$), son amplitude est inférieure à la distance inter-électrodes ($d_1 \ll d$). Dans ces conditions, toutes les parois, quelle que soit leur nature, jouent le même rôle, qui est de retirer de la circulation les ions qui y parviennent grâce à la *diffusion*, en facilitant leur recombinaison, comme nous allons le voir.

Tous les électrons sont alors produits *par choc ionisant* à l'intérieur du gaz. En revanche, les modes de disparition sont multiples ; leur étude, qui sera faite au paragraphe II, est beaucoup facilitée par la suppression de l'ionisation due au champ électrique ; c'est pourquoi l'extinction de la décharge présente un grand intérêt. Le critère du maintien d'une excitation constante sera l'égalité entre la production et la disparition des ions ; nous en donnerons un aperçu au dernier paragraphe de ce chapitre.

On vérifie facilement que les conditions ci-dessus imposent l'emploi des U.-H.-F. (au moins 100 Mc/sec) et de pressions relativement élevées (au moins plusieurs dixièmes de mm de Hg). L'on peut toutefois opérer à plus basse fréquence, à condition d'augmenter la pression.

II. — LES MÉCANISMES DE DÉSIONISATION.

A) La recombinaison.

La façon qui semble la plus simple, *a priori*, de provoquer la désionisation du gaz, est de recombiner chaque électron à l'un des ions positifs créés en même temps qu'eux. Toutefois la réalisation de ce mécanisme est malheureusement assez difficile, car on sait que les lois de la dynamique imposent la conservation de l'énergie cinétique et de la quantité de mouvement. En effet, l'électron libre possède une certaine énergie cinétique W (généralement supérieure à l'énergie thermique W des molécules du gaz), dont l'atome reconstitué n'absorbe qu'une faible fraction : $2,66 m/M$ en moyenne. Que devient l'énergie rendue ainsi disponible ?

On peut supposer que cette énergie est cédée à une troisième particule, en fait, à un atome; mais les chocs triples sont fort peu probables, et la désionisation ainsi obtenue serait extrêmement lente; de plus, on devrait alors constater une croissance du coefficient de recombinaison proportionnelle à la pression, ce qui n'est généralement pas le cas.

Cette énergie pourrait se dissiper sous forme de rayonnement. Alors l'émission lumineuse du gaz devrait comprendre des spectres continus prolongeant vers les courtes longueurs d'onde les limites des séries spectrales associées aux niveaux sur lesquels sont captés les électrons; dans ces spectres la répartition de l'intensité en fonction de la longueur d'onde dépend de la distribution énergétique des électrons captés.

Si la capture s'effectue sur des niveaux très-excités, les limites correspondantes se trouveront dans l'infrarouge, et alors rien n'empêchera le spectre continu de s'étendre sur toutes les longueurs d'onde plus courtes, visibles et même ultra-violettes, si l'énergie électronique est suffisante.

Mais si la capture s'effectue sur le niveau fondamental, les limites (et les continus associés) seront toutes dans l'ultra-violet plus ou moins lointain. Toutefois on n'en observe que rarement, seulement dans des *décharges condensées* dans l'hydrogène [7], les vapeurs alcalines [8], de mercure et de zinc [9], et les gaz rares de poids moléculaire élevé [10]. Il est d'ailleurs impossible, dans les deux derniers cas, d'affirmer que c'est la recombinaison qui est responsable de ce rayonnement continu.

La recombinaison s'accompagnera en outre de l'émission d'un rayonnement quantifié correspondant au retour au niveau fondamental des électrons captés sur un niveau excité. C'est à ce rayonnement que l'on attribue la post-lueur ou phosphorescence qui persiste assez longtemps (plusieurs millisecondes) après que l'on a cessé d'exciter les gaz rares en particulier, comme nous le verrons plus loin (page 38). Dans ce cas, l'énergie des électrons étant faible (0,04 eV à 300°K), les spectres continus associés ne peuvent être que de peu d'étendue (environ 50 Å, pour une limite voisine de 5000 Å); mais comme on n'en observe pas dans le visible, la recombinaison doit alors se faire sur les niveaux les plus excités. L'on ignore malheureusement à peu près tout de son mécanisme, et en particulier les valeurs du coefficient de recombinaison α sont encore mal déterminées.

On sait que ce dernier est défini par l'équation

$$(4) \quad \frac{\partial N}{\partial t} = -\alpha N^2,$$

N désignant la concentration électronique, égale à celle des ions positifs. Les calculs théoriques [11] donnent, pour α , des valeurs plutôt inférieures aux premières déterminations expérimentales [12]. Mais toutes les mesures récentes [13], qui semblent bien plus sûres et concordantes, donnent des valeurs très-supérieures (10^{-7} à 10^{-6} , au lieu de 10^{-10} environ). BIONDI & BROWN donnent même une explication qui fournirait des chiffres plus de 10 fois supérieurs aux résultats de leurs mesures [13].

Il paraît en tout cas certain — ce que les considérations précédentes laissent d'ailleurs prévoir — que la recombinaison est d'autant plus facile que la vitesse électronique est faible. Plus précisément, α est proportionnel à $1/v$, ainsi qu'il résulte de la relation d'équilibre qui doit exister entre la recombinaison et la photo-ionisation [14] (les valeurs de α ci-dessus sont relatives à des électrons d'énergie thermique). De plus, la section de choc peut se mettre sous la forme d'une somme de termes relatifs à la capture des électrons sur chacun des niveaux d'excitation de l'atome, caractérisé par son nombre d'onde $\bar{\nu}_i$:

$$Q_r(v) = \sum_i Q_r(v, \bar{\nu}_i),$$

et l'on a

$$Q_r(v, \bar{\nu}_i) = \frac{k}{(\bar{\nu} - \bar{\nu}_i)\bar{\nu}_i^s},$$

s étant un exposant mal déterminé (1, d'après les calculs théoriques d'OPPENHEIMER [15]; 2, d'après les déterminations expérimentales de MOHLER & BOEKNER [16]) et $\bar{\nu}$ le nombre d'onde de la radiation émise :

$$\bar{\nu} - \bar{\nu}_i = \frac{m v^2}{2h}.$$

On a donc $Q_r(\nu) = a/\nu^2$, et le nombre de chocs par seconde est

$$-\frac{\partial N}{\partial t} = \nu N^2 Q_r(\nu);$$

d'où

$$(5) \quad \alpha = \nu Q_r(\nu) = \frac{a}{\nu}.$$

A partir de la fin de l'excitation du gaz, ν décroît et tend vers la vitesse d'agitation thermique. Quand il est devenu constant, α l'est aussi, et l'intégration donne, pour $1/N$, une fonction linéaire du temps : $1/N - 1/N_0 = \alpha t$.

Par suite de la faiblesse de la recombinaison aux grandes vitesses électroniques, la majeure partie de l'émission lumineuse d'une *décharge* résulte du retour à l'état normal des états excités, retour d'ailleurs très-rapide (10^{-8} à 10^{-9} sec), sauf en ce qui concerne les états métastables qui peuvent ainsi avoir à jouer un rôle important (1).

La recombinaison finale peut enfin résulter de deux mécanismes intermédiaires, que nous allons étudier successivement : la diffusion sur les parois du récepteur et la formation d'ions négatifs.

B) La diffusion.

a) **Généralités.** — Étant donné un mélange gazeux de deux sortes de molécules (I), (II), que nous supposons uniforme dans tout plan normal à Ox , en équilibre de température et de pression, on a

$$N_1 + N_2 = N = \text{Cte},$$

si N_1 et N_2 sont les nombres de molécules (I) et (II) par unité de volume.

Le nombre de molécules (I) qui traversent, dans un temps dt , une aire A normale à Ox est donné par

$$dn_1 = -DA \left(\frac{\partial N_1}{\partial x} \right) dt;$$

le coefficient de diffusion D sera supposé indépendant des concentrations N_1 et N_2 , de sorte que $\partial D / \partial x = 0$; ses dimensions sont celles du coefficient de viscosité cinématique $[D] = L^2 T^{-1}$.

(1) C'est ainsi que ZOUCKERMANN [17] a montré que l'introduction d'une petite quantité de mercure, dans l'hydrogène ou l'azote, ne modifiait le potentiel explosif que pour des valeurs elles-mêmes faibles de la pression de ces gaz; tandis que, dans l'argon, l'abaissement du potentiel explosif était considérable jusqu'aux plus fortes valeurs étudiées de la pression (0,5 mm). Ce dernier résultat s'explique par la longue durée de vie des atomes d'argon excités sur leur niveau métastable (11,5 volts), qui ont ainsi de grandes chances de rencontrer un atome de mercure et de l'ioniser par choc de deuxième espèce (énergie nécessaire : 10,4 eV).

La proportion des molécules ionisées étant généralement faible dans une décharge (10^{-4} ou moins), il suffit d'une proportion analogue de mercure pour que le potentiel d'ionisation de l'argon (15,7 V) se trouve en fait abaissé à 11,5 volts. C'est l'effet PENNING [18].

On peut écrire, en désignant par Γ_1 la densité de courant des molécules (I) (nombre de molécules par unités d'aire de temps), et en généralisant à toutes les directions de l'espace,

$$\Gamma_1 + D \nabla N_1 = 0.$$

Dans les calculs on élimine Γ_1 , comme d'habitude, en considérant la variation du nombre de molécules (I) par unités de volume et de temps. On obtient alors une équation de type classique :

$$(6) \quad \frac{\partial N_1}{\partial t} = D \nabla^2 N_1.$$

On démontre, en théorie cinétique élémentaire, que $D = l\nu/3$; de sorte que D varie comme p^{-1} à température constante, et que

$$\frac{D}{\mu} = \frac{m\nu^2}{2,55 e} \approx \frac{kT}{e}$$

ne dépend que de T .

b) **Diffusion forcée; diffusion ambipolaire.** — On dit qu'il y a diffusion forcée lorsqu'il existe une force extérieure F agissant sur l'une des espèces de particules en présence. On démontre [19] qu'elle produit le même effet qu'un gradient de concentration $\nabla N_1 = -N_1 F / kT$. Elle se ramène donc au cas précédent, par une modification du coefficient D .

Or, dans un gaz renfermant des ions des deux signes, ceux-ci sont toujours soumis au champ créé par leur charge d'espace, en sus du champ électrique qui n'existe que durant l'excitation. Les électrons seuls diffusent bien plus vite que les ions positifs ($\bar{D} \gg \bar{D}^+$); mais, ce faisant, ils créent un champ E qui accélère ces derniers et ralentit les autres électrons. Finalement, les vitesses de diffusion dans une direction quelconque sont égales ($\vec{w} = \vec{w}^+$), abstraction faite de la possibilité d'un mouvement d'ensemble dû à un champ extérieur, et tous les ions atteignent les parois avec la même rapidité. Ils s'y neutralisent alors, l'énergie disponible apparaissant sous forme de chaleur, ce qui provoque la désionisation, et éventuellement même l'absorption du gaz, dont la pression baisse (effet de *clean up*). Les parois jouent finalement le rôle d'un *troisième corps*, la seule différence étant que les ions de signe opposé ne paraissent pas astreints à les atteindre en même temps au même endroit; mais leur rôle catalyseur est loin d'être entièrement éclairci; la recombinaison paraît en tout cas s'y effectuer sur le niveau fondamental, car l'on n'y observe aucune émission lumineuse (quantifiée ou non); elles restent obscures, sous réserve que l'excitation électrique soit uniforme, homogène, et non concentrée sur certaines parois, comme cela arrive parfois (e. g. : décharge en anneau).

On peut écrire [20], pour les ions de chaque signe :

$$\bar{\Gamma} = \bar{N}\bar{\omega} = -\bar{D}\nabla\bar{N} - \bar{\mu}E\bar{N},$$

$$\dot{\Gamma} = \dot{N}\dot{\omega} = -\dot{D}\nabla\dot{N} + \dot{\mu}E\dot{N}.$$

Mais on a

$$\dot{N} = \bar{N} \quad \text{et} \quad \dot{\omega} = \bar{\omega};$$

de sorte que

$$\dot{\Gamma} = \bar{\Gamma} = \Gamma = -\bar{D}\nabla N - \bar{\mu}EN = -\dot{D}\nabla N + \dot{\mu}EN;$$

d'où

$$E = \frac{\dot{D} - \bar{D}}{\dot{\mu} + \bar{\mu}} \frac{\nabla N}{N}$$

et

$$\Gamma = -\left[\bar{D} + \bar{\mu} \frac{\dot{D} - \bar{D}}{\dot{\mu} + \bar{\mu}}\right] \nabla N = -D_a \nabla N.$$

$D_a = \frac{\dot{\mu}\bar{D} + \bar{\mu}\dot{D}}{\dot{\mu} + \bar{\mu}}$ est appelé *coefficient de diffusion ambipolaire*, et l'on a

$$\frac{\partial N}{\partial t} = D_a \nabla^2 N.$$

On peut éliminer le temps en posant

$$N = N_0 e^{-\frac{t}{\tau_1}};$$

d'où

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -\frac{N}{\tau_1} \quad \text{et} \quad N_0 + \tau_1 D_a \nabla^2 N_0 = 0.$$

Lorsque le gaz est en équilibre cinétique (après la fin de l'excitation), les distributions des vitesses sont maxwelliennes à la température du gaz T, et, par suite,

$$\frac{\dot{D}}{\dot{\mu}} = \frac{\bar{D}}{\bar{\mu}} = \frac{kT}{e};$$

d'où

$$D_a = \left(\frac{\bar{D}}{\bar{\mu}} + \frac{\dot{D}}{\dot{\mu}}\right) \frac{\dot{\mu}\bar{\mu}}{\dot{\mu} + \bar{\mu}} = 2 \frac{\dot{D}\bar{\mu}}{\dot{\mu} + \bar{\mu}} \neq 2\bar{D} \quad (\text{car } \dot{\mu} \ll \bar{\mu}).$$

Pendant l'excitation, on peut supposer que le champ électrique appliqué n'a pas d'autre effet que d'augmenter la température électronique $\bar{T}$ (ce qui est probablement vrai en U.-H.-F.); de sorte que

$$\frac{\bar{D}}{\bar{\mu}} \ll \frac{\dot{D}}{\dot{\mu}} \quad \text{et} \quad D_a = \frac{\dot{D}\bar{\mu}}{\dot{\mu} + \bar{\mu}} \neq \bar{D} \frac{\dot{\mu}}{\bar{\mu}} \ll \bar{D}.$$

Si l'on pose $\bar{T} = \lambda \dot{T}$, on a, de façon générale,

$$(7) \quad D_a = \frac{k\dot{T}}{e} (1 + \lambda) \frac{\dot{\mu}}{\bar{\mu}} = (1 + \lambda) \dot{D}.$$

D'où la variation du coefficient de diffusion en fonction de l'énergie électronique, si l'on admet que D reste constant.

Dans une décharge, le coefficient de diffusion n'a d'importance que dans la mesure où il règle la vitesse avec laquelle les ions se dirigent vers les parois. Si celles-ci sont isolantes, les électrons qui les atteignent les premiers y restent et créent ainsi la *charge d'espace* nécessaire au maintien d'une vitesse commune de *diffusion ambipolaire*. Mais si elles sont conductrices, il n'en est pas de même. C'est probablement la raison pour laquelle les calculs de MAC DONALD & BROWN, sur les conditions du maintien d'une décharge U.-H.-F., effectuée avec le coefficient de diffusion $D = l\nu/3$ (ce à quoi l'on aboutit fatalement, si l'on néglige complètement les ions positifs), donnent de si bons résultats (1).

On peut mesurer τ_1 en étudiant la diminution de la concentration électronique dans un gaz préalablement ionisé, et déterminer D_a d'après les conditions aux limites imposées par les parois, et qui conduisent pratiquement à écrire que N_0 s'annule sur ces surfaces, pourvu que le l. p. m. soit négligeable par rapport à leurs distances. BIONDI & BROWN [21] ont ainsi trouvé $\tau/p = 450 \mu\text{s/mm Hg}$ dans l'hélium enfermé, sous une pression p de quelques mm de Hg, dans un tube en quartz lui-même placé dans une cavité excitée, sur 3000 Mc/sec, par des impulsions périodiques. En supposant que la diffusion ambipolaire soit le seul mode de disparition des ions, on obtient $D_a = 710 \text{ cm}^2/\text{sec}$ sous 1 mm de pression. En tenant compte de la recombinaison [22], ce chiffre est réduit à 540; d'où l'on déduit $\dot{\mu} = 13,7/\text{cm}\cdot\text{sec}/\text{volt}\cdot\text{cm}$. Cette valeur de μ est très-controversée, tant théoriquement qu'expérimentalement, les chiffres fournis variant de 12 à 25. Une des raisons de ces différences est certainement l'incertitude concernant la nature exacte des ions étudiés. Dans l'excitation par impulsion, il se forme, dans la post-lueur, des molécules ionisées He_2^+ qui, en se recombinant, donnent un spectre de bandes très-intense.

c) **Diffusion thermique.** — On sait que ce phénomène, prévu par CHAPMAN [23], en 1917, et confirmé par l'expérience [24], consiste dans la non-uniformité de la composition d'un mélange gazeux dont la température n'est pas uniforme; le gaz le plus lourd s'accumule dans la partie la plus froide; le phénomène est limité par la diffusion ordinaire qui agit en sens inverse, et il s'établit un équilibre où la différence de composition atteint quelques centièmes pour une différence de température de 200°. Une théorie élémentaire en a été donnée par FÜRTH [25], en 1941.

Un tel phénomène se produit évidemment dans un gaz ionisé dont la température n'est pas uniforme; par exemple, si l'une des parties du tube à décharge est plongée dans l'air liquide, comme je l'ai fait

(1) Cf. : Ch. II, § IV et référence [48].

parfois. Mais si D dépend de la vitesse des électrons, et si la *fonction de distribution* de ces derniers n'est pas uniforme (par suite des *conditions aux limites*, ou, le cas échéant, de la non-uniformité du champ), ce coefficient est une fonction des coordonnées, et l'équation de la diffusion doit s'écrire, comme nous le verrons au chapitre II, page 19.

$$(6 \text{ bis}) \quad \frac{\partial N}{\partial t} = \nabla^2 DN.$$

C) La capture des électrons.

Les électrons peuvent enfin se fixer à certaines molécules neutres, donnant ainsi naissance à des ions négatifs. C'est ce qui arrive avec O_2 , H_2O , N_2O , SO_2 , SH_2 , NH_3 , CO et de nombreux hydrocarbures. Pour les mêmes raisons que nous avons données à propos des ions positifs, la charge électrique n'intervient plus alors dans la conductivité, et d'ailleurs la neutralisation s'effectue ensuite très-rapidement (avec libération de la molécule *captante*, qui emporte le surplus d'énergie cinétique, s'il y en a). En effet, alors que le nombre de chocs ions positifs-électrons suivis de recombinaison est plusieurs centaines de fois plus faible [12] ou tout au plus égal [13] au nombre total de ces chocs (selon les valeurs de α que l'on adopte), calculé par la théorie cinétique, la recombinaison d'ions de signes contraires peut être 10000 fois plus rapide que si tous les chocs étaient efficaces, ce qui est dû à l'influence des forces électrostatiques [26].

Soit h la probabilité de capture par collision, supposée indépendante de v ; h varie de 10^{-6} (CO) à 10^{-3} (air). Si l'on suppose la répartition des vitesses électroniques maxwelliennes à une température T , le nombre d'électrons ayant une vitesse comprise entre v et $v + dv$ est

$$(dN)_v = N \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} 4\pi v^2 dv.$$

Si v_c désigne la proportion d'électrons fixés pendant une seconde ($v_c < 0$), le nombre des électrons ci-dessus qui donneront un ion négatif, sera

$$d(v_c N)_v = -f h (dN)_v = -\frac{v}{l} h N \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} 4\pi v^2 dv;$$

d'où, en intégrant pour toutes les valeurs de v ,

$$-v_c = \frac{4\pi h}{l} \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} \int_0^\infty e^{-\frac{mv^2}{2kT}} v^3 dv = \frac{4\pi h}{l} \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{4k^2 T^2}{2m^2},$$

$$-\frac{dN}{N} = \frac{2h}{l} \left(\frac{2kT}{m\pi} \right)^{\frac{1}{2}} dt = \frac{dt}{\tau_2};$$

d'où

$$(8) \quad N = N_0 e^{-\frac{t}{\tau_2}}.$$

Alors que la constante de temps de la diffusion τ_1 était inversement proportionnelle à D_a , donc proportionnelle à p , celle de la *capture*, $\tau_2 = (l/2h) \sqrt{(m\pi/2kT)}$, est proportionnelle à $1/p$ (elle vaut environ $10^{-7} l/p$ à $300^\circ K$, et moins encore si l'on considère que, dans une décharge, on doit prendre au moins $T = 10000^\circ$). Il en résulte que, lorsque la pression croît, la capture des électrons, quand elle existe, l'emporte sur leur diffusion.

Or c'est un cas d'autant plus fréquent que la plupart des gaz cités se rencontrent comme impuretés dans les autres gaz; en particulier, la moindre trace d'oxyde de carbone a une importance considérable, et il est bien difficile de maintenir un tube scellé à l'abri de la contamination de ce gaz.

C'est également à ce phénomène qu'est imputable la désionisation des tubes T. R. [27], dispositifs qui permettent, dans un radar, d'isoler le récepteur de l'antenne pendant la durée de l'émission. Il est évidemment essentiel que cet isolement cesse le plus rapidement possible après la fin de celle-ci. On y parvient grâce à ces tubes, remplis principalement d'argon sous une pression de 5 mm de Hg, qui sont rendus conducteurs par l'impulsion émise, empêchant ainsi la propagation du signal vers le récepteur. Leur constante de temps de désionisation est de $12 \mu s$ environ, et elle est due principalement à la capture des électrons par les impuretés que renferme le gaz : CO , H_2O , ... Avec des tubes remplis d'argon pur, après avoir été dégazés à haute température, τ croît jusqu'à plus de $750 \mu s$.

Des difficultés supplémentaires peuvent également surgir. C'est ainsi que lorsqu'on fait décroître de 10 à 1 mm la pression de tubes remplis d'oxygène, τ_2 commence par croître, mais décroît ensuite. La raison en est probablement que les particules *captantes* sont O_2 à pression élevée et O à pression plus basse.

III. — CONDITIONS

DU MAINTIEN D'UNE DÉCHARGE EN U.-H.-F.

A) Potentiel et champ explosifs en U.-H.-F.

Négligeant la recombinaison directe des ions positifs et des électrons, qui, comme nous venons de le voir, est généralement plus lente que les actions indirectes, nous allons étudier les conditions du maintien d'un *état stationnaire* d'excitation dans un gaz soumis à l'action d'un champ de très-haute fréquence. Soit v_i le nombre de chocs ionisants par électron et par seconde; nous tiendrons compte des captures éventuelles en écrivant que le nombre net d'électrons produits par électron et par seconde est $v = v_i - v_c$, et de la diffusion en écrivant que la variation de la concentration ionique est : $\partial N / \partial t = D \nabla^2 N + vN$. On

élimine le temps en posant $N = N_0 \varepsilon^{-l/\tau}$, de sorte que l'on a finalement

$$(9) \quad \nabla^2 N_0 + \frac{\nu}{D} \left(1 + \frac{1}{\nu\tau} \right) N_0 = 0,$$

équation qui redonne évidemment (6) si l'on fait $\nu = 0$.

N_0 est une fonction des coordonnées, qui satisfait à une équation de LAPLACE et doit s'annuler sur les parois du tube à décharge. Par suite N_0 est une somme de fonctions N_m satisfaisant à des équations du type

$$\nabla^2 N_m + \left(\frac{N_m}{\Lambda_m^2} \right) = 0,$$

les Λ_m étant les dimensions caractéristiques du tube. A chaque Λ_m correspond un τ_m défini par

$$\frac{1}{\Lambda_m^2} = \frac{\nu}{D} \left(1 + \frac{1}{\nu\tau_m} \right);$$

au plus grand τ correspond le plus grand Λ . ν/D est une fonction du champ et de sa fréquence, du gaz et de sa pression. Lorsque E est nul, on a $\nu/D \leq 0$ et tous les τ sont positifs.

Pour qu'il y ait *décharge*, c'est-à-dire maintien d'une densité ionique constante, il faut que le plus grand τ_m soit infini, c'est-à-dire, en désignant par Λ le plus grand des Λ_m :

$$(10) \quad \frac{1}{\Lambda^2} = \frac{\nu}{D} (Ed).$$

Le champ E_d ainsi défini, indépendant de la densité ionique, est appelé *champ explosif* ou *disruptif* par HERLIN & BROWN [28], appellation sur la justification de laquelle nous reviendrons plus loin (p. 22). Pour cette valeur de E , on a $\partial N/\partial t = 0$, et l'équation (9) s'écrit

$$(9 \text{ bis}) \quad \nabla^2 N_0 + \frac{\nu}{D} N_0 = 0.$$

Enfin, s'il y a diffusion thermique, on doit écrire ⁽¹⁾.

$$(9 \text{ ter}) \quad \nabla^2 D N_0 + \nu N_0 = 0.$$

De même que l'on considère souvent, en courant continu, le coefficient $\eta = \alpha/E = \nu/\mu E^2$, nous appellerons *coefficient d'ionisation H.-F.* le quotient $\zeta = \nu/DE^2$. Alors que le premier rapporte l'ionisation au mouvement d'entraînement des électrons par le champ, le second la rapporte au mouvement désordonné dû à la diffusion. Leurs dimensions respectives sont V^{-1} et V^{-2} . HERLIN & BROWN [28] supposent que ζ ne dépend que de E/p (comme en continu) et de $p\lambda$ (c'est-à-dire du rapport de la fréquence du champ à la fréquence de collision); mais toutes les mesures ont été faites à la même fréquence et pour une pression donnée, avec une seule valeur de E , celle du

champ explosif ⁽¹⁾. La connaissance de cette fonction permettra de déterminer le champ explosif, à une fréquence donnée, pour un gaz et un récipient donnés. Inversement, la mesure de E_d permet de déterminer ζ .

C'est ce qui a été fait, pour l'air, par HERLIN & BROWN, dans une cavité cylindrique très-plate oscil-

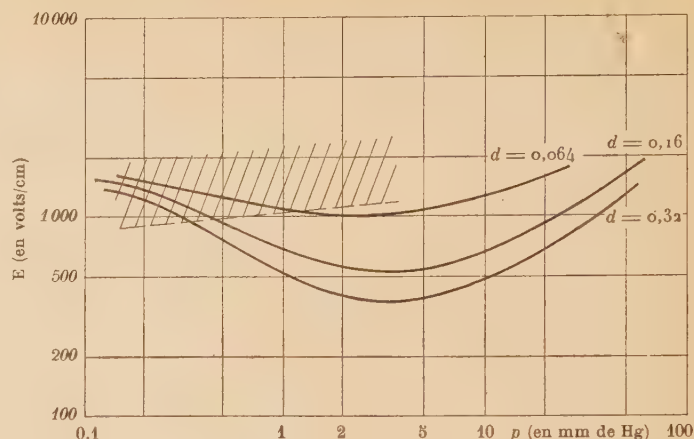


Fig. 1.

lant sur le mode TM₀₁₀. On avait ainsi sensiblement un champ uniforme entre deux plateaux parallèles de distance $d = 0.064$; 0.16 ; 0.32 . Les conditions aux limites imposent

$$N_0 = A \sin \frac{x}{\Lambda}, \quad \text{avec} \quad \Lambda = \frac{d}{\pi}.$$

On détermine E à partir des caractéristiques électriques du circuit et de la puissance absorbée par la décharge, pour différentes valeurs de p ($\lambda = 9.6$ cm). On obtient ainsi les courbes $E = f(p)$ représentées sur la figure 1; chacune présente, pour une pression voisine de 3 mm, un minimum sur l'interprétation duquel nous reviendrons plus loin; les plus faibles valeurs de E correspondent à la plus grande cavité, les pertes par diffusion y étant relativement plus faibles; de plus, ces valeurs se rejoignent vers $p = 0.1$ mm, mais alors l atteint 0.25 , la plupart des électrons vont d'une extrémité à l'autre des cavités et la théorie de la diffusion n'est plus valable (la partie hachurée des figures 1, 2 et 3 correspond à $l/\Lambda = 1$; à sa limite, la valeur de E est à peu près constante).

Il m'a paru intéressant de tracer les courbes donnant le potentiel $E_d = \Lambda$, en fonction du produit $p d$, ce qui est facile, vu l'échelle logarithmique utilisée (de simples translations suffisent), mais n'a de sens que parce que le champ est uniforme entre les deux faces planes des cavités considérées (fig. 2). On constate que, cette fois-ci, c'est vers les fortes valeurs de $p d$, pour lesquelles les pertes par diffusion deviennent négligeables, que les courbes se confondent pour donner l'unique courbe que l'on devrait avoir si la loi

⁽¹⁾ Cf. équation 6 bis.

⁽¹⁾ Voir à ce sujet la théorie, p. 20.

de PASCHEN était valable; on a, en outre, tracé en trait mixte, cette *courbe de PASCHEN* pour le courant continu.

Remarquons également qu'en coordonnées linéaires, les courbes en U. H.-F. présentent, comme les courbes en continu, un accroissement rapide de V pour des valeurs de pd peu inférieures à celles qui correspondent au minimum, et une augmentation bien plus lente pour les valeurs supérieures, caractères encore plus accentués chez les premières.

On déduit, de ces courbes, celles qui donnent ζ en fonction de E/p (fig. 3). Là encore, lorsque p diminue, les valeurs de ζ diffèrent selon la taille de la cavité. Ces valeurs ont été ensuite utilisées, par les mêmes auteurs, pour déterminer les potentiels explosifs de l'air dans des cavités de formes moins simples : cylindres coaxiaux [29], cylindres de hauteur quelconque [30], avec de bons résultats.

B) Potentiel explosif aux fréquences intermédiaires.

Dans le cas des U.-H.-F. étudié ci-dessus, il ne peut exister de mouvement d'ensemble des électrons que pour des pressions relativement élevées (la condition $l\varphi \ll 10^8$ entraîne $l \ll 1$ mm à 1000 Mc/sec, ce qui correspond à des pressions d'au moins 10 mm). Le calcul montre alors que l'amplitude d_1 de ce mouvement est inférieure à l , de sorte qu'il n'est pratiquement pas observable, et que la diffusion désordonnée,

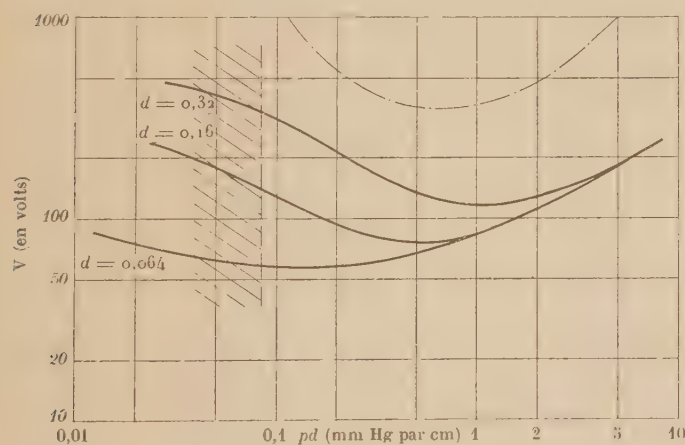


Fig. 2.

qui s'établit dès que l est suffisamment inférieur aux dimensions de la décharge, se maintient jusqu'aux pressions les plus élevées.

Mais aux fréquences voisines de 10 Mc/sec, on peut, en choisissant convenablement les dimensions du tube et la pression du gaz, observer l'un ou l'autre des deux types de décharge, le passage du régime de PASCHEN au régime de U.-H.-F. se traduisant par une discontinuité plus ou moins marquée [31]. Ces irrégularités des courbes, donnant le potentiel explosif, signalées pour la première fois par GUTTON [32], ont été bien étudiées par M^{lle} CHENOT [33].

Si, par exemple, dans un tube de longueur $d = 6$ cm, rempli d'hydrogène, on diminue progressivement la pression au-dessous de quelques cm de Hg, voici ce que l'on observe, lorsque l'on cherche à établir une

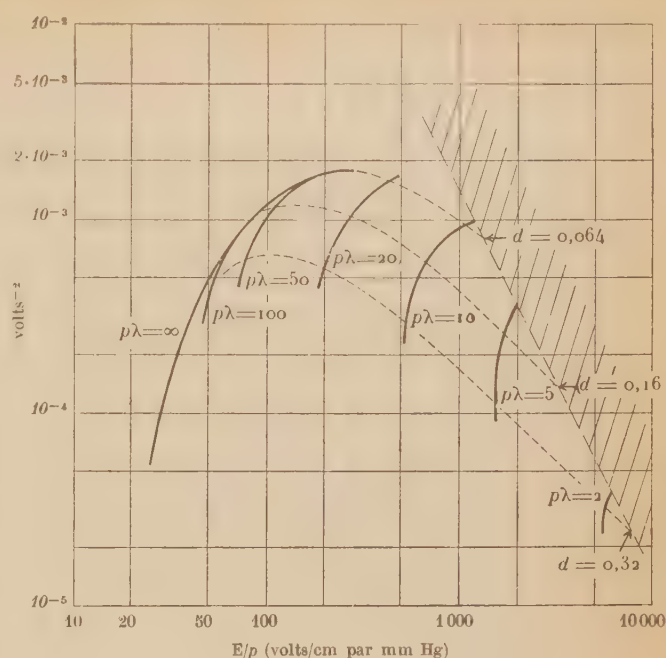


Fig. 3.

décharge stable au moyen d'un champ électrique de quelques Mc/sec.

Le régime qui s'établit d'abord dans l'ensemble du tube est assez homogène et peu lumineux. Lorsque la tension baisse, la tension d'allumage diminue lentement; le calcul montre que l'amplitude d_1 du mouvement global des électrons n'est que de quelques millimètres; on est donc dans le domaine U.-H.-F. Lorsque la pression baisse, l croît, ainsi que d_1 ; le gain d'énergie des électrons, durant une demi-période, croît donc, ce qui a pour effet de diminuer E ; mais les pertes par diffusion croissant avec l , cette diminution n'est que très-lente.

Il en résulte que d_1 croît, et qu'il finit par atteindre des valeurs telles que la désionisation ne peut plus être imputée uniquement à une diffusion désordonnée, mais aussi à un mouvement d'ensemble portant alternativement, dans chaque demi-période, une grande partie des électrons sur l'une ou l'autre des électrodes.

Alors, pour compenser ces pertes, il faut que E croisse. Si E croît, d_1 croît aussi, les pertes augmentent encore, et, par suite de ce mécanisme cumulatif, E croît brusquement pour une pression donnée, de l'ordre de 1 mm dans le cas envisagé. Cette croissance est évidemment limitée; car, simultanément, l'ionisation devient plus intense, l'émission cathodique intervient, et l'amplitude d_1 devient telle que les électrons oscillent d'une électrode à l'autre; on entre dans le régime de PASCHEN.

Suivant la pression à laquelle on atteint ce régime, pression qui varie dans le même sens que la longueur d'onde λ du champ électrique, on peut obtenir ou non un deuxième minimum, correspondant à une pression indépendante de la fréquence (et vérifiant la

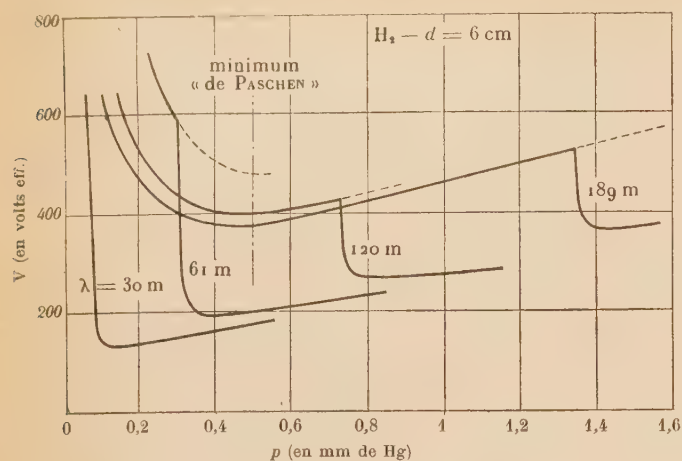


Fig. 4.

loi de PASCHEN $pd = \text{Cte}$), ainsi que le montrent les courbes de la figure 4, tracées d'après celles de M^{lle} CHENOT.

Toutefois, si la fréquence est trop élevée, le mouvement global des électrons cessera d'exister avant d'avoir atteint une amplitude suffisante pour donner naissance au régime de PASCHEN; alors le gain d'énergie des électrons cessera de croître et les pertes par diffusion continuant à augmenter, le potentiel explosif croîtra de nouveau. Il semble que, dans ce cas (celui des U.-H.-F.), le minimum de potentiel explosif se produise lorsque la fréquence du champ est du même ordre de grandeur que celle des collisions électroniques, c'est-à-dire que, dans un tube donné, sa pression varie en sens inverse de la longueur d'onde. C'est en tout cas ce qu'a observé M^{lle} CHENOT, pour des fréquences supérieures à une vingtaine de mégacycles par seconde.

Il semble que le premier des deux régimes de décharge, observés en particulier par ESCLANGON [34] (et dénommés par lui, le premier, régime électrostatique, le deuxième, régime induit), corresponde au régime U.-H.-F.; le deuxième, qui s'apparente à la décharge *en anneau*, est d'un type complexe, par suite de l'inhomogénéité du champ, mais s'apparente peut-être néanmoins au régime de PASCHEN, si on caractérise ce dernier par le fait que seule une minorité d'électrons subsiste d'une alternance du champ à l'autre.

En effet, l'allumage du tube à distance de l'oscillateur se fait toujours selon le premier régime; on ne peut obtenir alors qu'un régime U.-H.-F. De plus, le passage du premier régime au deuxième n'a lieu que dans un domaine étroit de pression, en plaçant le

tube à l'intérieur d'un solénoïde et en augmentant ainsi l'intensité de l'excitation (ce qui est nécessaire à l'établissement du régime de PASCHEN); et les variations de l'aspect de la décharge, lorsque la pression décroît, correspondent à ce que l'on peut attendre du passage du régime U.-H.-F. au régime de PASCHEN. Enfin les expériences de suppression de l'un ou l'autre champ réduisent considérablement l'intensité de celui qui reste, et par là empêchent l'allumage d'un régime de PASCHEN; elles sont d'ailleurs difficiles à interpréter.

J'ajoute enfin que les courbes $E = f(p)$ sans minimum, obtenues, par exemple, par ROHDE, dans le cas du néon [35], et qui appartiennent au type U.-H.-F., s'expliquent par le fait que les mesures n'ont pas été poussées assez loin du côté des fortes pressions.

CONCLUSION

L'étude du régime U.-H.-F., où le rôle des parois est réduit au minimum, nous a conduit à formuler les conditions du maintien d'un état stationnaire d'excitation, sous la forme d'un équilibre entre l'ionisation par choc électronique et la désionisation due à la diffusion sur les parois (et éventuellement à la capture des électrons). Cette équation ne définit la concentration électronique qu'à une constante multiplicative près. Pour achever de déterminer N , il faut connaître l'énergie dépensée dans la décharge, qui lui est proportionnelle (l'augmentation de cette énergie se traduit par une diminution de l'impédance du gaz, de sorte que le champ ne varie pas). De plus, elle montre que si la densité ionique initiale est nulle, il ne peut y avoir décharge; mais, par cm³ de gaz à la pression atmosphérique, il existe toujours, en moyenne, une dizaine de paires d'ions, dus à des agents universels: rayons cosmiques, radio-activité naturelle, ... En outre, on sait que l'établissement de la décharge est un phénomène complexe et mal connu, quel que soit son type; son indéterminisme apparent tient en fait à notre ignorance de l'état initial du gaz. On en connaît les principaux caractères [36]: retard à l'allumage, qui peut varier de 10⁻⁹ seconde à plusieurs dizaines de minutes, potentiels explosifs mal définis, ce qui incite souvent les expérimentateurs à mesurer les potentiels d'extinction, etc.

Mais c'est en fait le potentiel correspondant à l'allumage obtenu en fournissant au gaz, au moyen d'une source radio-active en général, les électrons nécessaires à des mesures reproductibles de champ explosif, qui est le mieux défini théoriquement et que l'on peut effectivement calculer. Les chiffres obtenus par MAC DONALD & BROWN coïncident, en effet, avec une bonne précision, avec leurs déterminations expérimentales. Nous allons d'ailleurs donner, au cours du chapitre suivant, un aperçu de ces calculs.

CHAPITRE II

THÉORIE DE LA DÉCHARGE U.-H.-F.

I. — GÉNÉRALITÉS.

On sait que la fonction de distribution des vitesses dans un gaz *non uniforme* est une fonction $\Phi_{(x,y,z,\dot{x},\dot{y},\dot{z},t)}$ ou, en abrégé, $\Phi_{(\bar{r},\bar{v},t)}$ qui donne, au point x, y, z , du gaz, à l'instant t , la *densité* des particules considérées (molécules, électrons, ...) dont la vitesse a pour composantes $\dot{x}, \dot{y}, \dot{z}$. Ainsi la densité des particules, au point x, y, z, t , est

$$N_{(x,y,z,t)} = N_{(\bar{r},t)} = \iiint \Phi_{(\bar{r},\bar{v},t)} d\bar{v}.$$

Le nombre total de particules au temps t sera

$$n(t) = \iiint N_{(\bar{r},t)} d\bar{r}.$$

Si $\partial\Phi/\partial t = 0$, on dit que l'état du gaz est *stationnaire*.

Si $\nabla_r \Phi = 0$, la distribution des vitesses est *uniforme*.

Si enfin $\bar{v}$ n'intervient que par son module v , cette distribution est dite *isotrope*; on a alors

$$N_{(\bar{r},t)} = \int 4\pi v^2 \Phi_{(\bar{r},v,t)} dv = \int (dN)_v,$$

$(dN)_v$ étant le nombre d'électrons dont la vitesse est comprise entre v et $v + dv$. Ce dernier terme est toutefois généralement employé dans le sens plus restrictif où Φ ne dépend ni de $\bar{r}$, ni de t . La fonction de distribution que l'on considère alors est $F_{(v)}$, telle que

$$\int_0^\infty 4\pi v^2 F_{(v)} dv = 1,$$

de sorte que l'on a $NF = \Phi$; elle donne la *proportion* des particules dont la vitesse a pour module v ; ce qui n'est possible que parce que N est indépendant de $\bar{r}$ et de t . On montre (cf. chap. II, § III) que, dans ce cas, la seule répartition des vitesses des particules qui ne subisse pas de modification par suite de leurs chocs mutuels, supposés élastiques, lorsque ne s'exerce sur elles aucune force, est la distribution dite *maxwellienne* donnée par

$$F_{(v)} = \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{mv^2}{2kT}},$$

de sorte que

$$(dN)_v = 4\pi N \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} v^2 dv.$$

Lorsqu'il s'agit de molécules d'un gaz, T représente sa température absolue. S'il s'agit d'électrons dans un champ électrique, dont on suppose que la distribution des vitesses suit la même loi, on dira que le nombre T lié à leur *vitesse quadratique moyenne* par la relation $m\bar{v}_q^2 = 3kT$, est leur *température électronique*.

On trouvera page 18 les relations liant les *vitesse caractéristiques* d'une répartition maxwellienne, et à la fin de l'exposé un tableau pour la conversion des unités qui peuvent servir à mesurer l'énergie des électrons.

Admettons que chaque particule soit soumise à des forces dont la résultante $m\bar{a}$ a, pour composantes, $m\bar{x}, m\bar{y}, m\bar{z}$, que nous supposons constantes dans un petit intervalle de temps dt . Les particules contenues au temps t dans le volume $d\bar{r} d\bar{v}$ de l'espace de phases ($d\bar{r}$ désigne toujours, dans ce texte, le produit $dx \cdot dy \cdot dz$, et non la différentielle de $\bar{r}$), et qui avaient alors pour coordonnées $x, y, z, \dot{x}, \dot{y}, \dot{z}$, occuperont au temps $t + dt$, quoique dispersées dans cet espace, un volume total $d\bar{r}' d\bar{v}'$; $\bar{r}$ et $\bar{v}$ ayant peu varié (ils sont devenus respectivement $\bar{r} + \bar{v} dt$, $\bar{v} + \bar{a} dt$), l'on aura, en négligeant les termes d'ordre supérieur, $d\bar{r}' d\bar{v}' = d\bar{r} d\bar{v}$, de sorte que

$$\Phi_{(x+\dot{x}dt, \dots, \dot{x}+\ddot{x}dt, \dots, t+dt)} = \Phi_{(x, \dots, \dot{x}, \dots, t)} + \left[\frac{\partial\Phi}{\partial t} \right]_c dt.$$

Le dernier terme englobe toutes les variations de Φ survenues par suite des chocs. En développant, on pourra écrire, de façon symbolique,

$$\left[\frac{\partial\Phi}{\partial t} \right]_c = \sum \dot{x} \frac{\partial\Phi}{\partial x} + \sum \ddot{x} \frac{\partial\Phi}{\partial \dot{x}} + \frac{\partial\Phi}{\partial t} = \bar{v} \nabla_r \Phi + \bar{a} \nabla_v \Phi + \frac{\partial\Phi}{\partial t}.$$

On obtient l'équation de transfert de BOLTZMANN [37], qui signifie en définitive que, durant un temps infiniment petit, les seules variations de Φ qui ne soient pas infiniment petites sont celles qui sont dues aux collisions, considérées comme instantanées. $\nabla_r \Phi$ et $\nabla_v \Phi$ désignent les gradients, respectivement dans l'espace de position et dans l'espace de vitesse.

La détermination de Φ permettra de calculer la densité $N_{(r,v,t)}$ des électrons de vitesse $\bar{v}$, et, par suite, le coefficient de diffusion D , les coefficients ν_i et ζ (cf. p. 12), si l'on connaît la probabilité d'ionisation en fonction de v , et enfin le champ explosif E_d , ainsi que nous le verrons ci-dessous (§ IV).

II. — MISE EN ÉQUATION.

Nous supposons, ainsi que l'ont fait MORSE, ALLIS & LAMAR [38], que le champ électrique $\mathcal{E} = E \cos \omega t$ est parallèle à Ox et uniforme à chaque instant, et la distribution résultante homogène et isotrope dans tout plan normal à Ox , de sorte que l'on peut écrire

$$\Phi(\bar{r}, \bar{v}, t) \equiv \Phi(x, v, \dot{x}, t), \quad \text{avec} \quad \frac{\partial \rho}{\partial \dot{x}} = \left(\frac{\dot{x}}{v} \right) = \cos \theta,$$

et que l'équation de BOLTZMANN prend la forme

$$(11) \quad \left[\frac{\partial \Phi}{\partial t} \right]_c \equiv P = \dot{x} \frac{\partial \Phi}{\partial x} + \frac{e\mathcal{E}}{m} \frac{\partial \Phi}{\partial \dot{x}} + \frac{\partial \Phi}{\partial t}.$$

On développe Φ selon les puissances croissantes de $(\dot{x}/v)$, de sorte que l'on a

$$(12) \quad \Phi(x, v, \dot{x}, t) = \Phi^0(x, v, t) + \frac{\dot{x}}{v} \Phi^1(x, v, t) + \left(\frac{\dot{x}}{v} \right)^2 \Phi^2(x, v, t) + \dots$$

En fait, l'on se bornera aux deux premiers termes, le deuxième représentant l'écart à un état caractérisé par une distribution isotrope en chaque point et à chaque instant, représentée par le premier, écart dû au mouvement d'entraînement créé par le champ électrique; les termes suivants, peu importants, n'ont pas de signification physique simple.

Substituant (12) dans le deuxième membre de (11), dont on écrira le premier membre sous la forme $P = P^0 + (\dot{x}/v) P^1$ analogue à (12), puis remplaçant x^2 par sa valeur moyenne $v^2/3$, il vient

$$(13) \quad \left\{ \begin{aligned} P &= \dot{x} \frac{\partial \Phi^0}{\partial x} + \frac{v}{3} \frac{\partial \Phi^1}{\partial x} + \frac{e\mathcal{E}}{m} \frac{\partial \Phi^0}{\partial \dot{x}} \\ &\quad + \frac{e\mathcal{E}}{m} \left(\frac{\dot{x}}{v} \frac{\partial \Phi^1}{\partial \dot{x}} + \frac{2}{3v} \Phi^1 \right) + \frac{\partial \Phi^0}{\partial t} + \frac{\dot{x}}{v} \frac{\partial \Phi^1}{\partial t}, \\ P^0 + \frac{\dot{x}}{v} P^1 &= \frac{v}{3} \frac{\partial \Phi^1}{\partial x} + \frac{e\mathcal{E}}{m} \frac{1}{3v^2} \frac{\partial (v^2 \Phi^1)}{\partial v} \\ &\quad + \frac{\partial \Phi^0}{\partial t} + \frac{\dot{x}}{v} \left(v \frac{\partial \Phi^0}{\partial x} + \frac{e\mathcal{E}}{m} \frac{\partial \Phi^0}{\partial v} + \frac{\partial \Phi^1}{\partial t} \right). \end{aligned} \right.$$

Soit $\bar{v}'_c + \eta \bar{v}'_c$ la vitesse avant le choc d'un électron qui va avoir une collision c (dont les différents types seront précisés plus loin), et ensuite une vitesse après le choc :

$$\bar{v} + \eta \bar{v} \quad (0 \leq \eta \leq 1).$$

L'augmentation, au point $\bar{r}$, t , par unités de volume et de temps, du nombre des électrons de vitesse $\bar{v} + \eta \bar{v}$, est alors

$$\sum f_{c(\bar{v}'_c)} \Phi(\bar{v}'_c) d\bar{v}'_c = \sum v'_c \mathcal{N}_c q_{c(\bar{v}'_c)} \Phi(\bar{v}'_c) d\bar{v}'_c.$$

$\Phi(\bar{v}'_c) d\bar{v}'_c$ étant le nombre des électrons dont la vitesse est $\bar{v}'_c + \eta \bar{v}'_c$; f_c , q_c et l_c , respectivement la fréquence de chocs, la section spécifique de chocs et le l. p. m.

relatifs à ces électrons et à ces types de chocs, on a

$$f_{c(\bar{v}'_c)} = \frac{v'_c}{l_c} \quad \text{et} \quad \mathcal{N}_c q_c l_c = 1.$$

$\mathcal{N}_c$ est le nombre, par cm^3 , des particules avec lesquelles un électron est susceptible d'avoir une collision de type c . Ce sera pratiquement le nombre $\mathcal{N}$ de molécules de gaz par unité de volume, sauf dans deux cas : 1° réexcitation de niveaux à longue durée de vie (états métastables); 2° choc avec un ion positif, suivi de recombinaison (sinon, rien ne le distinguerait d'un choc avec une molécule neutre; nous négligerons les ionisations multiples). Cependant, même si ces phénomènes sont susceptibles de se produire dans le cas étudié, on pourra prendre $\mathcal{N}_c = \mathcal{N}$ pour tous les autres types de collisions, à condition d'écarter les circonstances, d'ailleurs exceptionnelles, où la densité des états métastables ou ionisés est considérable (supérieure à quelques centièmes de celle du gaz).

De même, la diminution, par unités de temps et de volume, du nombre des électrons de vitesse $\bar{v} + \eta \bar{v}$, est

$$\sum v \mathcal{N}_c q_{c(\bar{v})} \Phi(\bar{v}) d\bar{v};$$

de sorte que l'on a

$$(14) \quad \left[\frac{\partial \Phi}{\partial t} \right]_c d\bar{v} = \mathcal{N}_c \sum v'_c q_{c(\bar{v}'_c)} \Phi(\bar{v}'_c) d\bar{v}'_c - \mathcal{N}_c v \Phi(\bar{v}) d\bar{v} \sum q_{c(\bar{v})}.$$

Remplaçons $\Phi(\bar{v})$ par son expression (12); chacun des deux termes fournira une équation, soit

$$(14a) \quad 4\pi v^2 \left[\frac{d\Phi^0}{dt} \right]_c dv = 4\pi \mathcal{N}_c \sum v'_c q_{c(\bar{v}'_c)} \Phi^0(v'_c) dv'_c - 4\pi \mathcal{N} v^2 \Phi^0(v) dv \sum q_{c(\bar{v})},$$

$$(14b) \quad \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{\dot{x} \Phi^1}{v} \right]_c d\bar{v} = \mathcal{N}_c \sum \dot{x}_c q_{c(\bar{v}'_c)} \Phi^1(\bar{v}'_c) d\bar{v}'_c - \mathcal{N}_c \dot{x} \Phi^1(v) d\bar{v} \sum q_{c(\bar{v})}.$$

Dans la dernière de ces équations, le premier signe $\sum$ contient une sommation sur toutes les orientations du vecteur $\bar{v}'_c$ qui n'est pas nulle *a priori*. Toutefois, si la section de choc est isotrope (c'est-à-dire si $q_{c(\bar{v}'_c)} \equiv q_{c(v'_c)}$), cette sommation n'intéressera que $\dot{x}'_c$, et, les chocs étant isotropes, elle sera nulle. Nous supposons qu'il en est ainsi, de sorte que $\sum_c q_{c(\bar{v})} = q_{(v)}$ et que

$$(15) \quad \frac{\dot{x}}{v} P^1 = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\dot{x} \Phi^1}{v} \right)_c \equiv - \mathcal{N}_c \dot{x} \Phi^1(v) q_{(v)} \equiv - \frac{\dot{x}}{l_{(v)}} \Phi^1(v).$$

Pour calculer P^0 , ce qui achèvera de déterminer $[\partial \Phi^0 / \partial t]_c$, il faut distinguer entre les différents types de chocs.

1° **Chocs élastiques : e.** — Ils sont, si l'on néglige la vitesse des molécules, caractérisés par la relation $v'_e = (1 + m/M)v$; de sorte que (14a) s'écrit

$$v^2 \left[\frac{\partial \Phi^0}{\partial t} \right]_e dv = \mathcal{N}_e \frac{v_e'^4}{v} q_{e(v'_e)} \Phi^0(v'_e) dv - \mathcal{N}_e \frac{v^4}{v} q_{e(v)} \Phi^0(v) dv,$$

soit

$$(16) \quad \left\{ \begin{aligned} \nu^2 \left[\frac{\partial \Phi^0}{\partial t} \right]_e &= \frac{n_e}{\nu} [G_{(e)} - G_{(e)}] = \frac{n_e}{\nu} (\nu'_e - \nu) \frac{\partial}{\partial \nu} (\nu^4 q_e \Phi^0), \\ \left[\frac{\partial \Phi^2}{\partial t} \right]_e &\equiv P_e^2 = \frac{m}{M} \frac{n_e}{\nu^2} \frac{\partial}{\partial \nu} (\nu^4 q_e \Phi^0) \\ &= \frac{m}{M \nu^2} \frac{\partial}{\partial \nu} \left(\frac{\nu^4 \Phi^0}{l_e} \right) = \frac{2m}{M \nu} \frac{\partial}{\partial u} \left(\frac{u^2 \Phi^0}{l_e} \right). \end{aligned} \right.$$

On a posé $G_{(e)} = \nu^4 q_{e(\nu)} \Phi^0_{(e)}$, puis utilisé la variable $\nu^2 = u$.

En tenant compte de la vitesse des molécules, par un calcul analogue à celui de CHAPMAN & COWLING [39], on obtient l'équation

$$(16') \quad \begin{aligned} P_e^2 &= \frac{m}{M \nu^2} \left[\frac{\partial}{\partial \nu} \left(\frac{\nu^4 \Phi^0}{l_e} \right) + \frac{kT}{m} \frac{\partial}{\partial \nu} \left(\frac{\nu^3}{l_e} \frac{\partial \Phi^0}{\partial \nu} \right) \right] \\ &= \frac{2m}{M \nu} \left[\frac{\partial}{\partial u} \left(\frac{u^2 \Phi^0}{l_e} \right) + \frac{2kT}{m} \frac{\partial}{\partial u} \left(\frac{u^2}{l_e} \frac{\partial \Phi^0}{\partial u} \right) \right]. \end{aligned}$$

Par analogie avec les cas suivants, où nous utilisons la notation de CHAPMAN & COWLING [39 bis], nous poserons

$$\begin{aligned} S_e &= \frac{4\pi m}{M} \left(\frac{\nu^4 \Phi^0}{l_e} + \frac{kT}{m} \frac{\nu^3}{l_e} \frac{\partial \Phi^0}{\partial \nu} \right) \\ &= \frac{4\pi m}{M} \left(\frac{u^2 \Phi^0}{l_e} + \frac{2kT}{m} \frac{u^2}{l_e} \frac{\partial \Phi^0}{\partial u} \right) = S_e' + S_e'', \end{aligned}$$

de sorte que

$$(16 \text{ bis}) \quad P_e^2 = \frac{1}{4\pi \nu^2} \frac{\partial S_e}{\partial \nu} = \frac{1}{2\pi \nu} \frac{\partial S_e}{\partial u}.$$

2° **Chocs non élastiques, ni ionisants : n.** — Considérons les collisions caractérisées par une perte d'énergie $d\omega_n$: $d\omega_n = m u_n/2$, de sorte que

$$\nu_n'^2 = \nu^2 + u_n \quad \text{et} \quad \nu_n' d\nu_n' = \nu d\nu;$$

leur contribution à P^0 sera

$$\begin{aligned} 4\pi \nu^2 \left[\frac{\partial \Phi^0}{\partial t} \right]_n d\nu &= 4\pi n_b \nu d\nu (\nu_n'^2 q_{n(\nu_n')} \Phi^0_{(\nu_n')} - \nu^2 q_{n(\nu)} \Phi^0_{(\nu)}) \\ &= \frac{\partial}{\partial \nu} S_{n(\nu)} d\nu = dS_n, \end{aligned}$$

si l'on pose

$$(17) \quad S_{n(\nu)} = 4\pi n_b \int_{\nu}^{\nu_n'} \nu^2 q_{n(\nu)} \Phi^0_{(\nu)} d\nu = \int_{\nu}^{\nu_n'} F_{n(\nu)} 4\pi \nu^2 \Phi^0_{(\nu)} d\nu.$$

$S_{n(\nu)}$ représente l'accroissement, par unités de temps et de volume, du nombre d'électrons de vitesse inférieure à ν , par suite de chocs n , qui est égal au produit du nombre d'électrons dont la vitesse est comprise entre ν et ν_n' par la fréquence de chocs n correspondante. On a évidemment $S_{n(\infty)} = 0$, le nombre total d'électrons ne pouvant varier, par suite de ces chocs. Une définition analogue peut être donnée de $S_{e(\nu)}$; on a de même $S_{e(\infty)} = 0$. On a alors finalement

$$(17 \text{ bis}) \quad P_n^2 = \frac{1}{4\pi \nu^2} \frac{\partial S_n}{\partial \nu} = \frac{1}{2\pi \nu} \frac{\partial S_n}{\partial u}.$$

3° **Chocs ionisants : i.** — Ce cas est analogue au précédent, mais il y a création d'un nouvel électron. Nous supposons que l'énergie disponible après le choc se répartit également entre les deux électrons, de sorte que

$$\nu_i'^2 = 2\nu^2 + u_i \quad \text{et} \quad \nu_i' d\nu_i' = 2\nu d\nu.$$

Par suite

$$\begin{aligned} 4\pi \nu^2 \left[\frac{\partial \Phi^0}{\partial t} \right]_i d\nu &= 4\pi n_b \nu d\nu [4\nu_i'^2 q_{i(\nu_i')} \Phi^0_{(\nu_i')} - \nu^2 q_{i(\nu)} \Phi^0_{(\nu)}] \\ &= \frac{\partial}{\partial \nu} S_{i(\nu)} d\nu = dS_i, \end{aligned}$$

avec

$$(18) \quad \begin{aligned} S_i &= 4\pi n_b \left(2 \int_{\nu}^{\nu_i'} q_{i(\nu)} \Phi^0_{(\nu)} \nu^2 d\nu + \int_0^{\nu} q_{i(\nu)} \Phi^0_{(\nu)} \nu^2 d\nu \right) \\ &= 2\pi n_b \left(2 \int_u^{u_i} q_i \Phi^0 u du + \int_0^u q_i \Phi^0 u du \right). \end{aligned}$$

La première des deux intégrales figurant dans les parenthèses représente l'accroissement du nombre d'électrons de vitesse inférieure à ν , provenant d'un choc i subi par un électron de vitesse supérieure à ν ; le deuxième représente l'accroissement de ce même nombre, provenant d'un choc i subi par un électron de vitesse inférieure à ν . Cette fois-ci, $S_{i(\infty)}$ n'est pas nul et représente le nombre d'électrons créés par choc ionisant :

$$S_{i(\infty)} = 2\pi n_b \int_0^{\infty} q_{i(u)} \Phi^0_{(u)} u du,$$

et l'on aura, comme précédemment,

$$(18 \text{ bis}) \quad P_i^2 = \frac{1}{4\pi \nu^2} \frac{\partial S_i}{\partial \nu} = \frac{1}{2\pi \nu} \frac{\partial S_i}{\partial u}.$$

4° **Recombinaison : r.** — Dans ce cas, le premier terme du deuxième membre de (14) disparaît, et l'on voit facilement que l'on a

$$P_r^2 = \frac{1}{4\pi \nu^2} \frac{\partial S_r}{\partial \nu},$$

avec

$$(19) \quad S_r = -4\pi N \int_{\nu}^{\nu_r} q_{r(\nu)} \Phi^0_{(\nu)} \nu^2 d\nu = -2\pi N \int_0^u q_{r(u)} \Phi^0_{(u)} u du,$$

N étant la concentration en ions positifs, égale à celle des électrons. Comme $S_{i(\infty)}$, $S_{r(\infty)}$ n'est pas nul et représente le nombre d'ions disparus par recombinaison.

On posera $S = \sum S_c$; de sorte que l'on aura

$$P^0 = \frac{1}{4\pi \nu^2} \frac{\partial S}{\partial \nu} = \frac{1}{2\pi \nu} \frac{\partial S}{\partial u},$$

et l'on désignera l'ensemble de 2 ou 3 types de chocs en groupant les indices correspondants (par exemple $S_{in} = S_i + S_n$).

III. — FONCTIONS

DE DISTRIBUTION NÉGLIGEANT LA DIFFUSION.

Négliger la diffusion revient à supposer que Φ ne dépend pas des coordonnées, donc de x . On supposera en outre, avec MARGENAU [40], que Φ^1 se compose de deux parties, Ξ^1 et Ψ^1 , l'une en phase, l'autre en quadrature avec le champ, et l'on se bornera aux distributions *stationnaires en moyenne* (périodiques), de sorte que les fonctions $\bar{\Phi}^0$, Ξ^1 , Ψ^1 ne dépendent plus que de ν . L'étude de la validité de ces hypothèses est un problème ardu; elle a toutefois été abordée par MARGENAU & HARTMAN [41]. L'équation (12) s'écrit alors

$$(12 \text{ bis}) \quad \Phi(x, \nu, \dot{x}, t) \equiv \Phi(\nu, \dot{x}, t) \equiv \Phi^0(\nu) + \frac{\dot{x}}{\nu} (\Xi^1(\nu) \cos \omega t + \Psi^1(\nu) \sin \omega t).$$

La densité moyenne des électrons est donc définie par

$$N_m = \int_0^\infty \Phi^0(\nu) 4\pi \nu^2 d\nu.$$

De même, l'équation (11) s'écrit, en posant $\gamma = eE/m$,

$$(11 \text{ bis}) \quad \left[\frac{\partial \Phi}{\partial t} \right]_c \equiv P = \gamma \cos \omega t \frac{\partial \Phi}{\partial \dot{x}} + \frac{\partial \Phi}{\partial t}.$$

En tenant compte de (15), on peut mettre le premier membre sous la forme

$$P \equiv \left[\frac{\partial \Phi^0}{\partial t} \right]_c - \frac{\dot{x}}{l} (\Xi^1 \cos \omega t + \Psi^1 \sin \omega t),$$

et, en substituant (12 bis) dans le troisième, il vient, en égalant les coefficients de $\dot{x} \cos \omega t$ et de $\dot{x} \sin \omega t$,

$$\Xi^1 = -l \left(\frac{\gamma}{\nu} \frac{\partial \Phi^0}{\partial \nu} + \frac{\omega}{\nu} \Psi^1 \right),$$

$$\Psi^1 = l \frac{\omega}{\nu} \Xi^1;$$

de sorte que

$$(20) \quad \Xi^1 = -\frac{\gamma l \nu}{\nu^2 + l^2 \omega^2} \frac{\partial \Phi^0}{\partial \nu}.$$

On obtient de même, en égalant les termes ne contenant pas x , après avoir remplacé $\dot{x}^2$ par $\nu^2/3$,

$$\left[\frac{\partial \Phi^0}{\partial t} \right]_c = \frac{\gamma \cos \omega t}{3 \nu^2} \left[\cos \omega t \frac{\partial}{\partial \nu} (\nu^2 \Xi^1) + \sin \omega t \frac{\partial}{\partial \nu} (\nu^2 \Psi^1) \right];$$

ce qui donne, en faisant la moyenne dans le temps,

$$\left[\frac{\partial \Phi^0}{\partial t} \right]_c = \frac{\gamma}{6 \nu^2} \frac{\partial}{\partial \nu} (\nu^2 \Xi^1).$$

A) Cas où tous les chocs sont élastiques.

Si on remplace $[\partial \Phi^0 / \partial t]_c$ par P^0 (16 bis) et Ξ^1 par sa valeur dans (20), la dernière équation s'écrit, en passant à la variable u et en désignant ici la fonction

de distribution par F^0 ,

$$(21) \quad \frac{2m}{M\nu} \frac{\partial}{\partial u} \left(\frac{u^2 F^0}{l_e} \right) + \frac{4kT}{M\nu} \frac{\partial}{\partial u} \left(\frac{u^2}{l_e} \frac{\partial F^0}{\partial u} \right) = -\frac{2\gamma^2}{3\nu} \frac{\partial}{\partial u} \left(\frac{lu^2}{l^2 \omega^2 + u} \frac{\partial F^0}{\partial u} \right).$$

Assimilons le l. p. m. relatif aux chocs élastiques au l. p. m. total, les chocs e étant de beaucoup les plus nombreux (en fait $1/l = 1/l_e + 1/l_{inr}$), et posons

$$u_1 = l^2 \omega^2, \quad u_2 = \gamma l.$$

L'équation (21) s'intègre alors, en donnant

$$(22) \quad \frac{m}{M} F^0 + \frac{2kT}{M} \frac{\partial F^0}{\partial u} + \frac{u_2^2}{3(u + u_1)} \frac{\partial F^0}{\partial u} = 0,$$

soit

$$\ln F^0 = -m \int_0^u \frac{du}{2kT + \left[\frac{Mu_2^2}{3(u + u_1)} \right]} = - \int_0^x \frac{dx}{1 + \left[\frac{\alpha}{(x + x_1)} \right]},$$

en posant encore

$$x = \frac{mu}{2kT}, \quad x_1 = \frac{mu_1}{2kT}, \quad x_2 = \frac{mu_2}{2kT}, \quad \alpha = \frac{Mu_2^2}{3m}.$$

Si l'on suppose que l est constant, l'intégrale s'effectuera en donnant

$$(23) \quad F^0 = A \varepsilon^{-x} (x + x_1 + \alpha)^\alpha = A' \varepsilon^{-x} \left(1 + \frac{x}{x_1 + \alpha} \right)^\alpha.$$

On détermine la constante A' en écrivant que

$$N_m = 4\pi \int_0^\infty F^0 \nu^2 d\nu = 2\pi \left(\frac{2kT}{m} \right)^{\frac{3}{2}} A' \int_0^\infty \left(1 + \frac{x}{x_1 + \alpha} \right)^\alpha x^{\frac{1}{2}} dx.$$

Cas particuliers. — 1° Le cas du courant continu s'obtient en faisant $u_1 = 0$; de plus, il faut faire intervenir la valeur efficace du champ, E_e , donc remplacer γ^2 par $2\gamma_e^2$; on retrouve alors la distribution de DAVYDOV [42]:

$$\ln F^0 = -\frac{m}{2} \int_0^u \frac{du}{kT + \frac{M\gamma_e^2 l^2}{3u}}.$$

2° Si le champ est très-intense, kT est négligeable et l'on a

$$F^0 = A \exp \left(-\frac{3}{4} \frac{m}{M} \frac{u^2 + 2uu_1}{l^2 \gamma_e^2} \right).$$

La distribution correspondante en courant continu est celle de DRUYVESTEYN [43].

3° Si le champ est faible, le terme en γ_e^2 est négligeable, et la distribution est maxwellienne; on a

$$F^0 = A \varepsilon^{-x} = A \exp \left(-\frac{m\nu^2}{2kT} \right) = A \exp \left(-\frac{3\nu^2}{2\nu_q^2} \right) = A \exp \left(-\frac{\nu^2}{\nu_p^2} \right),$$

ν_q désignant la vitesse quadratique moyenne, ν_p la vitesse la plus probable; la vitesse moyenne est

$$\nu_m = \sqrt{\frac{8}{3\pi}} \nu_q = 0,921 \nu_q.$$

4° Si enfin la fréquence est assez élevée pour que u soit négligeable devant u_1 , on a

$$F^0 = A \exp\left(-\frac{xx_1}{x_1 + \alpha}\right);$$

la distribution est maxwellienne, mais à une *température* T' telle que

$$T' = \left(1 + \frac{\alpha}{x_1}\right) T.$$

B) Cas des chocs non élastiques.

Si l'on tient compte des chocs non élastiques, ainsi que MARGENAU [44] l'a fait, l'équation (21) doit d'écrire

$$(21 \text{ bis}) \quad \frac{2m}{M} \frac{\partial}{\partial u} \left(\frac{u^2 \Phi^0}{l} \right) + \frac{4kT}{M} \frac{\partial}{\partial u} \left(\frac{u^2}{l} \frac{\partial \Phi^0}{\partial u} \right) + \frac{2\gamma^2}{3} \frac{\partial}{\partial u} \left(\frac{lu^2}{l^2 \omega^2 + u} \frac{\partial \Phi^0}{\partial u} \right) + \frac{1}{2\pi} \frac{\partial S_{\text{inr}}}{\partial u} = 0.$$

Elle s'intègre en donnant

$$(22 \text{ bis}) \quad \frac{3M}{4\pi} \left(3m\Phi^0 + 6kT \frac{\partial \Phi^0}{\partial u} + \frac{Mu_1^2}{u + u_1} \frac{\partial \Phi^0}{\partial u} \right) + l \frac{S_{\text{inr}}}{u^2} = 0.$$

On a alors

$$\frac{\partial}{\partial u} \left(\frac{\Phi^0}{F^0} \right) = \frac{1}{F^0} \left(\frac{\partial \Phi^0}{\partial u} - \frac{\Phi^0}{F^0} \frac{\partial F^0}{\partial u} \right) = -\frac{1}{F^0} \frac{3M(u + u_1)}{4\pi[6kT(u + u_1) + Mu_1^2]} \frac{l S_{\text{inr}}}{u^2}.$$

F^0 est donné par l'équation (22); par suite,

$$(24) \quad \Phi^0 = \frac{3M}{4\pi} F_{(u)}^0 \int \frac{(u + u_1) l_{(u)} S_{\text{inr}(r)} du}{u^2 F_{(u)}^0 [Mu_1^2 + 6kT(u + u_1)]}.$$

u_1 et u_2 sont en général fonction de u par l'intermédiaire de l , et F^0 est donné par (22); sinon on peut sortir l de l'intégrale, et F^0 est donné par (23). Toutefois si u_1 et u_2 sont négligeables, la distribution F^0 est maxwellienne, et Φ^0 est donné par

$$\Phi^0 = \frac{M}{8\pi kT} \exp\left(-\frac{mu}{2kT}\right) \int \frac{l_{(u)} S_{\text{inr}(u)} du}{u^2 \exp\left(-\frac{mu}{2kT}\right)}.$$

IV. — FONCTION DE DISTRIBUTION DANS LE CAS GÉNÉRAL.

Nous devons réintroduire les coordonnées spatiales, de sorte que (12) s'écrive

$$(12 \text{ ter}) \quad \Phi_{(x, \nu, \hat{x}, t)} \equiv \Phi_{(x, \nu)}^0 + \frac{\hat{x}}{\nu} (\Xi_{(\nu)}^1 \cos \omega t + \Psi_{(\nu)}^1 \sin \omega t + \Omega_{(x, \nu)}^1).$$

Opérant comme au paragraphe III, nous mettrons l'équation (11) sous la forme

$$(11 \text{ ter}) \quad \left[\frac{\partial \Phi}{\partial t} \right]_c \equiv P^0 + \frac{\hat{x}}{\nu} P^1 = \frac{1}{4\pi \nu^2} \frac{\partial S}{\partial \nu} - \frac{\hat{x}}{l} (\Xi_{(\nu)}^1 \cos \omega t + \Psi_{(\nu)}^1 \sin \omega t + \Omega_{(x, \nu)}^1) \\ = \hat{x} \frac{\partial \Phi^0}{\partial x} + \frac{\nu}{3} \frac{\partial \Omega^1}{\partial x} + \frac{\hat{x} \omega}{\nu} (\Psi_{(\nu)}^1 \cos \omega t - \Xi_{(\nu)}^1 \sin \omega t) + \dots \\ + \gamma \cos \omega t \left[\frac{\hat{x}}{\nu} \frac{\partial \Phi^0}{\partial \nu} + \frac{1}{3\nu^2} \frac{\partial}{\partial \nu} (\nu^2 \Xi_{(\nu)}^1 \cos \omega t + \nu^2 \Psi_{(\nu)}^1 \sin \omega t + \nu^2 \Omega_{(x, \nu)}^1) \right].$$

Outre les équations (20), on obtient, en identifiant,

$$\frac{\Omega^1}{l} = -\frac{\partial \Phi^0}{\partial x} \quad \text{et} \quad \frac{1}{4\pi \nu^2} \frac{\partial S}{\partial \nu} = \frac{\nu}{3} \frac{\partial \Omega^1}{\partial \nu} + \frac{\gamma}{6\nu^2} \frac{\partial}{\partial \nu} (\nu^2 \Xi_{(\nu)}^1).$$

D'où, en passant à la variable u et en remplaçant $\Xi_{(\nu)}^1$ et $\Omega_{(\nu)}^1$ par leur valeur,

$$(21 \text{ ter}) \quad \frac{1}{2\pi} \frac{\partial S}{\partial u} - \frac{lu}{3} \frac{\partial^2 \Phi^0}{\partial x^2} - \frac{2\gamma^2}{3} \frac{\partial}{\partial u} \left(\frac{lu^2}{l^2 \omega^2 + u} \frac{\partial \Phi^0}{\partial u} \right).$$

En intégrant pour toutes les valeurs de ν , il vient

$$(25) \quad S_{(\infty)} + \frac{3}{2\pi} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \int_0^\infty l \Phi^0 u du \\ \equiv S_{l(\infty)} + S_{r(\infty)} + \frac{\partial^2}{\partial x^2} \int_0^\infty \frac{4\pi l \nu^2}{3} \Phi^0 d\nu = 0,$$

car l'on a

$$S_{(0)} = 0, \quad S_{e(\infty)} = S_{n(\infty)} = 0, \quad S_{(\infty)} = S_{lr(\infty)}.$$

Si l'on néglige la recombinaison, cette équation équivaut à celle de l'équilibre ionisation-diffusion (éq. 9^{ter}, p. 12) :

$$N\nu_i + \nabla^2 N D = 0;$$

car, si l'on admet que le coefficient de diffusion est lié à l par la relation $D = l\nu/3$, intégrée pour toutes les valeurs de ν , on a

$$N_{(x)} D = \int_0^\infty \frac{l\nu}{3} 4\pi \nu^2 \Phi_{(x, \nu)}^0 d\nu, \quad \text{avec} \quad N_{(x)} = \int_0^\infty 4\pi \nu^2 \Phi_{(x, \nu)}^0 d\nu,$$

et $f_{i(\nu)} = \mathcal{V}_b \nu q_{i(\nu)}$ étant la fréquence de chocs ionisants, le coefficient ν_i est défini par

$$N_{(x)} \nu_i = \int_0^\infty f_{i(\nu)} 4\pi \nu^2 \Phi_{(x, \nu)}^0 d\nu = 4\pi \mathcal{V}_b \int_0^\infty q_{i(\nu)} \Phi_{(x, \nu)}^0 \nu^2 d\nu = S_{i(\infty)}.$$

On voit que D (et ν_i) s'expriment par le quotient de deux fonctions de x , sera également, *a priori*, une fonction de x : il y aura en général *diffusion thermique* (cf. p. 10). Toutefois, si Φ^0 peut se mettre sous la forme

$$\Phi_{(x, \nu)}^0 = X_{(x)} V_{(\nu)},$$

ce que nous supposons dans la suite, l'on aura

$$(26) \quad N = 4\pi X_{(x)} \int_0^\infty V_{(\nu)} \nu^2 d\nu,$$

d'où

$$(27) \quad D = \frac{1}{3} \frac{\int_0^\infty l_{(\nu)} V_{(\nu)} \nu^2 d\nu}{\int_0^\infty V_{(\nu)} \nu^2 d\nu},$$

$$(28) \quad \nu_i = \mathcal{V}_b \frac{\int_0^\infty q_{i(\nu)} V_{(\nu)} \nu^2 d\nu}{\int_0^\infty V_{(\nu)} \nu^2 d\nu}.$$

L'équation (25) s'écrit alors, en explicitant $S_{r(\infty)}$,

$$(29) \quad \nu_i N + D \nabla^2 N = 4\pi N X \int_0^\infty q_r V \nu^2 d\nu,$$

soit

$$(29a) \quad v_i X + D \nabla^2 X = 4\pi X^2 \int_0^\infty q_r V \rho^2 d\rho,$$

ou encore

$$(29b) \quad v_i \Phi^0 + D \nabla^2 \Phi^0 = 4\pi \Phi^0 \int_0^\infty q_r \Phi^0 \rho^2 d\rho.$$

X n'étant fonction que de la variable x , est déterminé par l'équation différentielle (29a) et les conditions aux limites imposées, soit $X = 0$ pour $x = \pm d/2$; l'intégration s'effectue au moyen des fonctions elliptiques. En substituant la valeur obtenue dans (21 ter), et en explicitant les fonctions S , c'est-à-dire les fonctions $l_{(v)}$, $q_{n(v)}$, $q_{i(v)}$, ainsi que $q_{r(v)}$, on obtient une équation intégral-différentielle de la seule fonction inconnue V de la seule variable ρ . Il reste à l'intégrer, ce qui nécessite des hypothèses simplificatrices. Nous allons en donner un exemple, qui permet de retrouver les résultats de MAC DONALD & BROWN [45].

Ces auteurs ont déterminé le champ explosif de l'hélium à 3000 Mc/sec, mais en utilisant systématiquement l'effet PENNING (*cf.* note, p. 9). L'adjonction de traces de mercure, dont on vérifie que l'ionisation directe est négligeable, permet de supposer que tout électron qui atteint la vitesse v_i correspondant à l'énergie d'excitation de l'He sur son premier niveau d'excitation (métastable : $V_i = 19,8$ volts), donne naissance à un nouvel électron, et de négliger les excitations sur les niveaux supérieurs. Cet électron est arraché en fait à un atome de Hg, par *choc de deuxième espèce*; mais on sait que les ions positifs ne jouent aucun rôle. Quant à la recombinaison directe, on la considère comme négligeable durant la décharge, de sorte que la désionisation n'est imputable qu'à la diffusion. On admet enfin que tant que leur vitesse est inférieure à v_i , les électrons n'ont que des chocs élastiques sur des atomes d'hélium, et que leur l. p. m. est proportionnel à leur vitesse $l = v/f$, f étant indépendant de v et valant $2,4 \cdot 10^9$ p à la pression p mm de Hg.

Avec ces hypothèses, l'équation (29b), où l'on fait $q_r = 0$, s'écrit

$$\frac{\partial^2 \Phi^0}{\partial x^2} + \frac{v_i}{D} \Phi^0 = 0,$$

et les conditions aux limites imposent, comme plus haut (p. 12), la relation $\partial^2 \Phi^0 / \partial x^2 = -(\Phi^0 / \Lambda^2)$ (on opère également dans des cavités cylindriques très-plates, de hauteur $d = \Lambda\pi$), ce qui permet d'éliminer $\partial^2 \Phi^0 / \partial x^2$ de l'équation (21 ter). De plus, tout électron ionisant ayant la vitesse v_i , tous les électrons, après un tel choc, auront une vitesse nulle, de sorte que $\partial S_i / \partial v = 0$; enfin, négligeant l'énergie thermique du gaz, qui est beaucoup plus faible que celle des électrons dans la décharge, on prendra $S_e = S'_e$, de sorte que finalement $\partial S / \partial u = \partial S'_e / \partial u$.

L'équation (21 ter) s'écrit alors

$$(30) \quad \frac{2m}{M} \frac{\partial}{\partial u} \left(\frac{u^2 \Phi^0}{l} \right) = \frac{lu}{3\Lambda^2} \Phi^0 + \frac{4\gamma_e^2}{3} \frac{\partial}{\partial u} \left(\frac{lu^3}{l^2 \omega^2 + u} \frac{\partial \Phi^0}{\partial u} \right),$$

soit, en remplaçant l par la valeur donnée ci-dessus,

$$\frac{4\gamma_e^2}{3} \frac{u}{f^2 + \omega^2} \frac{\partial^2 \Phi^0}{\partial u^2} + \left(2 \frac{m}{M} u + \frac{2\gamma_e^2}{f^2 + \omega^2} \right) \frac{\partial \Phi^0}{\partial u} + \left(3 \frac{m}{M} - \frac{u^2}{3f^2 \Lambda^2} \right) \Phi^0 = 0,$$

et, en posant $\theta^2 = (f^2 + \omega^2)^{-1}$,

$$\frac{\partial^2 \Phi^0}{\partial u^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{1}{u} + \frac{m}{M\theta^2 \gamma_e^2} \right) \frac{\partial \Phi^0}{\partial u} + \frac{1}{4\theta^2 \gamma_e^2} \left(\frac{9m}{Mu} - \frac{1}{f^2 \Lambda^2} \right) \Phi^0 = 0.$$

Cette équation conduit, pour Φ^0 , ou pour V (on a $\Phi^0_{(u,x)} = V_{(u)} X_0 \cos x/\Lambda$), à une fonction hypergéométrique de la variable u qui doit s'annuler pour $u \geq u_i$. On en déduit les valeurs de D (éq. 27) et de v_i (éq. 28); le champ explosif est alors déterminé, par l'intermédiaire de γ_e , au moyen de la relation (10).

Des corrections ultérieures sont faites pour tenir compte de ce que la probabilité d'ionisation n'est pas infinie pour $v = v_i$, ce qui entraîne l'existence d'électrons de vitesse supérieure à v_i ; et, pour mieux adapter le l. p. m. aux valeurs expérimentales [5], on le suppose constant pour $W \leq 4$ eV (soit $l = 460 \mu$ pour $v \leq 1,1 \cdot 10^8$ cm/s), de sorte que l'approximation obtenue est analogue à celle qu'avait déjà utilisée SMIT [46], pour le calcul de la fonction de distribution de ce gaz en courant continu. La première correction conduit à relever la valeur du champ explosif aux faibles pressions, du fait que l'énergie gagnée entre deux chocs y est plus considérable, et dépasse ainsi plus facilement eV_i. En revanche, la deuxième correction conduit à la relever un peu aux fortes pressions, pour des raisons inverses.

Les mesures ont été faites dans 4 cavités cylindriques d'un diamètre de 8^{cm}, 1 et de hauteur d variable (0,16, 0,32, 0,48, 2,54 cm; seul le champ donné par les trois premières a pu être considéré comme uniforme), pour une même longueur d'onde de 9^{cm}, 6 et des pressions variant de 0,5 à 200 mm de Hg. Les courbes expérimentales sont analogues à celles obtenues pour l'air et coïncident avec les prévisions théoriques, à 6% près, résultat remarquable, vu la complexité du problème étudié.

« Loi de Similitude » en U.-H.-F.

Plaçons-nous tout d'abord dans le cas le plus fréquent, où la recombinaison dans le gaz est négligeable. L'examen de l'équation (30), ou plus généralement de l'équation (21 ter), où l'on a remplacé les fonctions S par leur valeur (équations 26 à 28, plus $S_r = 0$), montre que les différents paramètres de la

décharge : fréquence et intensité du champ, pression du gaz, dimensions du tube, caractérisés, dans l'ordre, par

$$\omega = 2\pi\varphi; \quad \gamma_e = \frac{eE_e}{m}; \quad \eta \text{ et } l; \quad \Lambda;$$

n'interviennent en fait que par l'intermédiaire des trois quantités : $p\Lambda$, E/p et $p\lambda$.

Si le terme contenant Λ était négligeable, il en résulterait que la fonction V et, par suite, $Z = v_i/DE^2$ ne dépendrait que de E/p et de $p\lambda$, comme l'avaient supposé HERLIN & BROWN (*cf.* p. 12); mais cela paraît inexact, et la « loi de similitude » qui intervient ici est plus complexe et peut s'énoncer comme suit :

Si les trois quantités E/p , $p\lambda$ et $p\Lambda$ conservent la même valeur dans deux états d'un gaz, il en est de même de la fonction de distribution des électrons dans le gaz considéré. Notons que l'on peut envisager le cas du courant continu, en faisant $\lambda = \infty$. On retrouve en particulier la loi de PASCHEN. Mais on ne peut rien affirmer au sujet de la décharge elle-même, par exemple de la puissance absorbée, qui est proportionnelle au nombre d'électrons, car les équations donnant la fonction de distribution étant homogènes en Φ^0 , ne permettent pas de calculer N .

Rôle de la recombinaison.

Si l'on tient compte de la recombinaison, S_r étant donné par l'équation (19), il n'en est plus ainsi; la constance de la fonction $\Phi(\omega)$ implique que le rapport N/η doit également conserver la même valeur. Autrement dit, la *densité d'énergie* est proportionnelle à la pression dans deux décharges ayant même fonction de distribution; en outre, cette dernière dépendant de N , il existe une infinité de valeurs du champ explosif, chacune correspondant à une valeur déterminée de la concentration ionique, de la puissance absorbée... Des considérations assez voisines ont été développées par MARGENAU [47], qui n'a toutefois pas clairement mis en évidence ce dernier point.

Il est d'ailleurs certain que la recombinaison seule ne peut rendre compte du mécanisme de la décharge. HARTMANN [48], supposant qu'elle est le seul mode de désionisation, alors qu'il se place dans un domaine de pression où la diffusion est très-importante, à moins d'opérer sur des volumes de gaz considérables (ce qui est pratiquement impossible), calcule la densité ionique correspondant à l'équilibre pour une valeur donnée du champ électrique. Si l'on trace alors les courbes $N = f(E)$, on constate que N croît considérablement lorsque E dépasse une certaine valeur; mais le *champ explosif* ainsi défini par HARTMANN est très-inférieur aux résultats expérimentaux.

Physiquement, voici ce qu'il en résulte. Aux faibles concentrations ioniques, la recombinaison en volume

étant négligeable, seule la diffusion sur les parois intervient, ainsi que TOWNSEND [49] l'a noté dans un cas particulier. Dans ces conditions, si l'on trace (les paramètres : p , ω , Λ , étant fixes) la caractéristique de la décharge donnant le champ explosif E_d en fonction de la densité ionique N , c'est-à-dire de

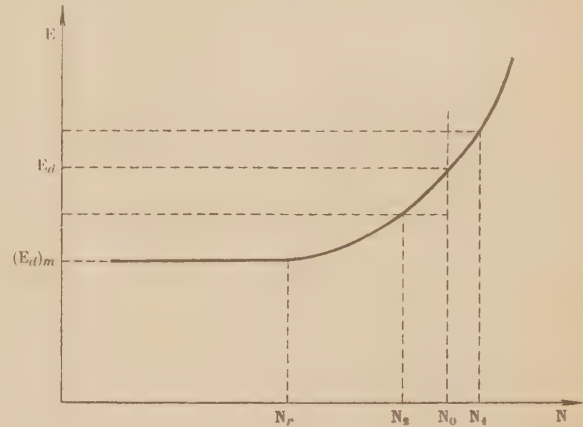


Fig. 5.

l'énergie consommée, ou du courant, dans la mesure où l'on peut encore parler d'un *courant* en U.-H.-F., l'on obtient tout d'abord une parallèle à l'axe des abscisses; donc, l'excitation croissant, le champ reste d'abord constant. C'est cette valeur constante de E_d , soit $(E_d)_m$, que nous avons définie page 12. Mais, N augmentant, les pertes par recombinaison croissent proportionnellement plus vite que les pertes par diffusion (par unité de temps, les premières sont $\propto N^2$, les secondes N/τ). Il en résulte alors que pour augmenter N , au delà d'une certaine valeur N_r , il faudra augmenter aussi E_d ; la caractéristique s'incurvera vers les grandes valeurs de E (fig. 5).

Dans tout ce qui précède, nous n'avons envisagé que les fonctions de distribution correspondant à une *décharge stable*, c'est-à-dire à un état dans lequel la création de nouveaux ions est contrebalancée par la disparition d'un nombre égal d'entre eux, cette condition se traduisant par l'équation (10). Mais l'on peut évidemment considérer les fonctions de distribution dans un gaz renfermant N_0 électrons par cm^3 et correspondant à des valeurs constantes du champ, inférieures ou supérieures à E_d . Dans ce cas, N variera avec le temps, tendant vers 0 si $E_d < (E_d)_m$, sinon croissant ou décroissant jusqu'à la valeur de N (N_1 ou N_2) correspondant à la décharge stable pour la valeur considérée du champ (*cf.* fig. 5).

Notons enfin que les densités ioniques *initiales* étant généralement bien inférieures à celles qui existent dans les décharges, le champ explosif que l'on observera sera $(E_d)_m$, à moins que le champ, en s'établissant, ne dépasse cette valeur en moins de temps qu'il n'en faut à la décharge pour s'établir, point sur lequel nous allons revenir ci-après.

CONCLUSION : « INERTIE » DE LA DÉCHARGE

Les calculs exposés au cours de ce chapitre supposent que le champ électrique conserve une valeur efficace constante; ils supposent établi un régime stationnaire, caractérisé par une densité et une énergie moyennes des électrons, à partir desquelles, sous l'action d'un champ alternatif, s'effectuent des variations périodiques; ils négligent en effet la modulation de la fraction isotrope Φ^0 de la fonction de distribution, dont la fréquence fondamentale est d'ailleurs double de celle du champ, et qui est généralement négligeable en régime stationnaire (*cf.* chap. IV), mais dont la valeur caractérise en fait l'état d'excitation du gaz.

L'on ne peut donc appliquer ces calculs à l'allumage que si le champ varie assez lentement pour qu'un tel régime puisse s'établir, de sorte que la fonction de distribution, et les coefficients d'ionisation qui en résultent, suivent fidèlement ses variations. Sinon E pourra dépasser la valeur critique E_d sans qu'il y ait décharge, même s'il y a beaucoup d'électrons dans le gaz pour l'entretenir (toutefois, cela arrivera beaucoup plus facilement s'il n'y en a pas initialement, ce qui cause la divergence des résultats expérimentaux) ⁽¹⁾. Puis, lorsque l'ionisation par chocs débutera, E diminuera généralement, jusqu'à ce que s'établisse un état d'équilibre, où la valeur du champ, comprise entre $(E_d)_m$ et le maximum atteint, dépendra de l'énergie susceptible d'être fournie par le circuit électrique.

On peut dire, en résumé, que le champ explosif, pour un gaz, une pression, un tube et une fréquence donnés, dépend du temps d'établissement du champ et de la densité ionique initiale, et qu'il est d'autant mieux déterminé (c'est-à-dire plus proche de sa valeur minimum, que le produit de ces deux quantités est élevé, sous réserve, ce qui, pratiquement, arrivera toujours, que N_0 soit inférieure à N_r).

Des problèmes analogues se posent d'ailleurs pour l'extinction de la décharge, qui sera d'autant mieux définie que le champ cessera plus brusquement. C'est à préciser la valeur de ces *constantes de temps*, caractéristiques de l'inertie de la décharge, sur lesquelles les données expérimentales sont encore très-rares, qu'est destinée l'étude des *éclairs* obtenus en excitant le gaz au moyen d'impulsions électriques très-brèves, étude qui constitue la deuxième partie de ce travail. Le calcul rigoureux, à partir des équations précédentes,

se heurte malheureusement à des difficultés mathématiques considérables, et j'y ai renoncé, utilisant des procédés plus élémentaires, mais moins corrects, pour interpréter mes résultats expérimentaux. J'indiquerai toutefois ici les quelques conclusions théoriques que l'on peut en tirer.

Il résulte, des chocs des électrons sur les molécules, qu'une grande partie de la fonction de distribution de leurs vitesses est isotrope, et que, par suite, leur énergie moyenne ne peut s'accroître aussi vite que celle d'un électron libre, dont l'inertie est la plus petite possible. En effet, les électrons dont la vitesse a une direction opposée à celle du champ, au lieu d'en recevoir de l'énergie, lui en cèdent. Il apparaît, *a priori*, que la fraction isotrope doit être minimum quand la fréquence φ est nulle, car les changements de sens du champ lui sont favorables. Considérons donc un volume infini d'un gaz soumis à un champ continu assez intense, insuffisant cependant pour provoquer des chocs non élastiques; la fonction de distribution des électrons est celle de DRUYVESTEYN (p. 18); le rapport du nombre des électrons de vitesse v dont la direction est celle du champ au nombre de ceux dont la vitesse est opposée, est

$$\frac{\Phi^0 + \Phi^1}{\Phi^0 - \Phi^1} \neq 1 + 2 \frac{\Phi^0}{\Phi^1}.$$

Or l'on a ici

$$\Phi^0 = F^0 = \exp\left(-\frac{3m v^4}{4M \gamma_e^2 l^2}\right);$$

d'où, d'après l'équation (20),

$$\frac{\Phi_{(v)}^1}{\Phi_{(v)}^0} = \frac{\Xi_{(v)}^1}{\Phi_{(v)}^0} - \sqrt{2} \frac{\gamma_e l}{v} \frac{\partial \Phi^0}{\partial v} = \frac{3m v^2}{M \gamma_e l}.$$

Le rapport Φ^1/Φ^0 , pour la valeur la plus probable de la vitesse (donnée par $v_p^2 = \sqrt{2/3} \gamma_e l$, comme on le voit facilement), vaut $2\sqrt{3m/M}$, soit au maximum 0,04 pour l'He; il croît avec la vitesse, mais le nombre d'électrons dont la vitesse est supérieure à la moyenne décroît rapidement.

Il en résulte que la fraction isotrope de la vitesse, dans le cas d'un champ alternatif, ne pourra être inférieure à 1 que de quelques centièmes, et que la réponse de la fonction de distribution à un champ brusquement établi sera sensiblement la même, qu'il s'agisse d'un champ continu ou d'un champ alternatif (*cf.* Ch. IV, § II).

Quant à la fraction non isotrope, elle comprend une partie Ξ^1 en phase avec le champ, une autre, Ψ^1 , en quadrature, dont le rapport est $v/l\omega$; aux faibles fréquences et aux pressions assez élevées, ($l\varphi < 10^7$), le déphasage est négligeable; aux U.-H.-F. et aux faibles pressions, c'est le contraire.

Les variations de la profondeur de modulation en fonction de φ et de p sont malheureusement difficiles

⁽¹⁾ La théorie de la diffusion, si elle rend compte de l'existence d'un minimum de champ explosif, laisse supposer que l'on peut entretenir une décharge avec une densité ionique aussi faible que l'on veut; en fait, il y a certainement un minimum qui doit être dépassé pour que l'on constate effectivement son apparition, et qui exige pour cela un temps d'autant plus long que N_0 est faible.

à préciser. Si la fonction de distribution était maxwellienne, on aurait

$$\frac{\partial \Phi^0}{\partial \nu} = -\frac{2\nu}{\nu_p^2} \Phi^0; \quad \text{d'où} \quad \Xi^1 = -\frac{2\gamma_e l \nu}{(\nu^2 + l^2 \omega^2)} \frac{1}{\nu_p^2} \Phi^0;$$

soit, pour la valeur la plus probable de ν ,

$$\frac{\Xi^1}{\Phi^0} = \frac{2\gamma_e l}{\nu_p^2 + l^2 \omega^2}.$$

On voit que, lorsque le déphasage est négligeable, la profondeur de modulation est inversement proportionnelle à la pression et indépendante de la fréquence; dans le cas contraire, elle est déphasée et tend vers 0 comme φ^{-1} . Ce calcul n'est toutefois pas applicable aux très-basses pressions (électrons libres); car il n'a

de sens que s'il existe une valeur moyenne de la vitesse qui ne varie pas trop au cours d'une alternance, ce qui n'est pas le cas quand elle a uniformément pour valeur $(eE/m\omega) \sin \omega t$.

Ajoutons enfin que la décroissance de l'énergie électronique, lorsque l'on supprime le champ électrique, résulte des chocs avec les molécules (un électron libre conserverait indéfiniment la sienne), et, par suite de la différence de masse, ne s'effectue que bien plus lentement que les variations de champ que l'on sait produire; mais la fraction *ordonnée* de la distribution est détruite très-rapidement. Un calcul assez simple montre que les fonctions Ξ^1 et Ψ^1 s'annulent exponentiellement, avec une constante de temps $l/\nu = f^{-1}$, ce qui était d'ailleurs facilement prévisible.

CHAPITRE III

DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL POUR L'ÉTUDE DES PHÉNOMÈNES TRANSITOIRES

Le dispositif que j'ai mis au point pour l'étude des phénomènes transitoires de la décharge, comprend :

1° un générateur d'impulsions électriques de durée strictement limitée, et périodiquement renouvelées pour en faciliter l'observation;

2° un récepteur à cellule photoélectrique, permettant d'enregistrer la variation de l'intensité lumineuse des éclairs en fonction du temps, et de la comparer à celle de la tension excitatrice;

3° des sources lumineuses constituées par des tubes en pyrex, renfermant divers gaz sous des pressions connues; un spectrographe servait à examiner la lumière émise pendant l'excitation.

I. — GÉNÉRATEUR D'IMPULSIONS.

Il se compose d'un générateur d'impulsions de haute-tension (H.-T.) positives par rapport à la masse de l'appareil, piloté par un dispositif auxiliaire, et modulant par la plaque un oscillateur H.-F. émettant à la fréquence de 600 Mc/sec.

L'on aurait pu se contenter d'exciter directement le gaz par les impulsions H.-T., sans passer par l'intermédiaire de la H.-F., comme l'ont fait LAPORTE [10], pour des pressions de quelques cm de Hg., CRAGGS [50, 51], pour des pressions égales ou supérieures à une atmosphère. Mais il est alors nécessaire d'utiliser des électrodes intérieures, avec tous les inconvénients que

cela comporte (quoique j'ai pu, de cette façon, exciter faiblement des tubes sans électrodes). De plus, on se place ainsi dans un domaine où les phénomènes sont bien plus complexes, donc plus difficiles à interpréter que dans le cas de la décharge U.-H.-F., ainsi que nous l'avons exposé plus haut.

A) Générateur d'impulsions H.-T.

Le générateur d'impulsions de haute-tension que j'ai utilisé est celui qui a autrefois servi à HERRENG [53]. Il est enfermé dans une armoire métallique et se compose principalement de deux gros thyatron à vapeur de mercure, dont l'un, monté en redresseur demi-onde, sert à charger un condensateur C dont la décharge est commandée par le deuxième. Ces tubes sont malheureusement de médiocres interrupteurs. Ils exigent en effet une polarisation de grille importante (60 volts au moins), ce qui ne facilite pas leur déclenchement, et une fois rendus conducteurs ils le restent longtemps, par suite de leur grande durée de désionisation (plus d'une milliseconde). J'ai dû, en outre, modifier quelque peu ce deuxième thyatron.

1° L'appareil donnait des impulsions négatives par rapport à la masse de la cabine, alors qu'il était nécessaire d'avoir des impulsions positives. On est facilement parvenu à cela par un changement adéquat des points mis à la terre.

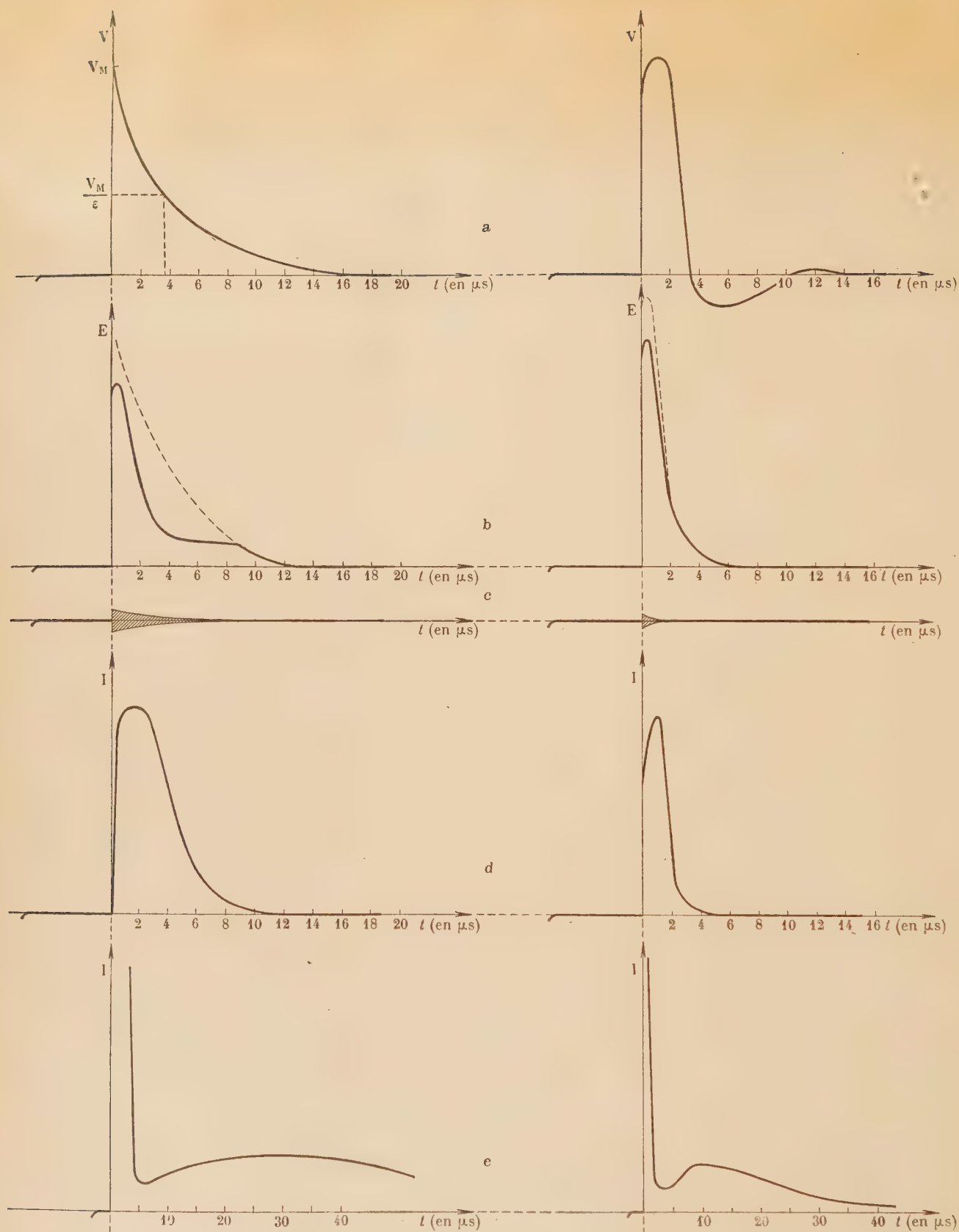


Fig. 6. — COURBES OBTENUES AVEC C_1 (à gauche) ET AVEC L (à droite).

- a* : haute-tension appliquée à la plaque de l'oscillateur;
- b* : H.-F. redressée émise par l'oscillateur, lorsque le tube qu'elle excite est allumé (on a utilisé, comme redresseur, une petite diode américaine « 9006 », fonctionnant jusqu'à la fréquence de 750 Mc/sec; la tension à redresser était prélevée au moyen d'un circuit accordé placé à proximité du tube); *en pointillé* : la même H.-F. redressée, lorsque le tube est éteint, avec la même H.-T. que précédemment, ce qui peut arriver parce que le « premier allumage » est généralement assez capricieux, et ne se produit parfois qu'avec des retards importants (cf. p. 35);
- c* : H.-F. captée par l'oscillographe non connecté, lorsque l'émetteur fonctionne (cf. p. 32);
- d* : lumière émise par un tube renfermant de l'hélium pur sous une pression de 1,7 mm de Hg
- e* : même lumière avec une amplification bien plus forte, de façon à mettre en évidence sa post-lueur, et un balayage 4 fois plus rapide.

2° J'ai ajouté, sur le primaire du transformateur qui fournit la tension à redresser, un auto-transformateur qui permet de faire varier l'amplitude des impulsions, de 0 à 20 kV environ. Pour déterminer cette amplitude, on en prélevait une fraction connue (grâce à un pont à résistances de carbone non inductives) que l'on envoyait sur les plaques verticales de l'oscillographe, ainsi que nous le verrons plus loin (§ II, 2°).

3° J'ai enfin remplacé le condensateur C par une ligne artificielle L, afin de limiter exactement dans le

Ces faits sont mis en évidence sur la figure 6, où l'on compare les performances du condensateur C_1 et de la ligne L.

Nous reviendrons sur les caractéristiques et l'utilisation de cette ligne, lors de l'étude de l'oscillateur et de la base de temps, ainsi que sur l'interprétation de ces différentes figures, durant le chapitre IV. Je me contente, pour l'instant, de faire remarquer que l'emploi de la ligne réduit sensiblement le temps de l'émission lumineuse.

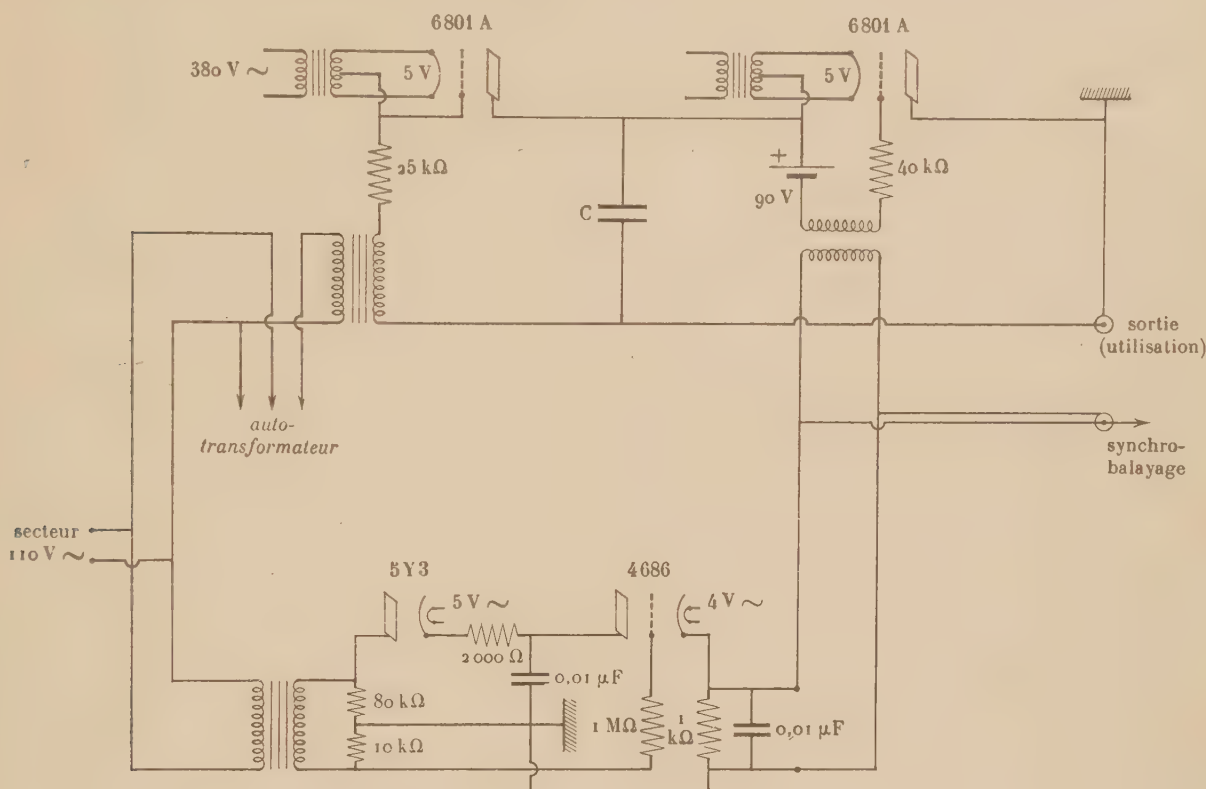


Fig. 7.

temps la durée de l'excitation électrique. Si, comme LAPORTE [10], on utilise un condensateur (dont la décharge est exponentielle), l'on ne peut savoir à quel moment l'excitation cesse dans le gaz étudié. De plus, la durée de l'impulsion est proportionnelle à la constante de temps RC (R étant la résistance du circuit de décharge, c'est-à-dire essentiellement celle de l'oscillateur, que l'on ne peut réduire), on ne peut la diminuer qu'en diminuant C, au détriment de la puissance utilisable. J'ai essayé des condensateurs dont la capacité variait de 0,02 à 0,002 μF .; avec le dernier (C_1), l'énergie mise en jeu était, par seconde, de 10 joules, réparties sur 50 éclairs, ce qui correspond à une puissance de pointe de l'ordre de 10 kilowatts, pour une tension de charge V_M de 14 kilovolts; mais la durée de l'impulsion lumineuse correspondante était environ trois fois plus longue que celles que donne la ligne, pour une énergie mise en jeu équivalente.

Quant au dispositif de pilotage des impulsions, qui permet de les renouveler à la fréquence du secteur, je ne lui ai fait subir aucune modification; je renvoie à HERRENG pour l'étude du fonctionnement de l'ensemble, dont je me contente de reproduire le schéma général, tel que je l'ai utilisé (fig. 7).

B) L'oscillateur H.-F.

J'ai utilisé une lampe du type « LS 180 » de la Telefunken, fonctionnant sur une fréquence, pratiquement invariable, de 600 Mc/sec. Il était souhaitable d'opérer à la fréquence la plus élevée possible, afin d'exciter plus aisément le gaz enfermé dans des tubes sans électrodes; d'ailleurs la période devait être petite comparativement à la durée de l'impulsion, et, autant que possible, ne pas moduler l'émission lumineuse (point sur lequel je reviendrai au § III), afin de simplifier l'observation et l'interprétation des phénomènes.

Enfin, je ne pouvais utiliser qu'une lampe susceptible de supporter les tensions de pointe extrêmement élevées que nécessite le fonctionnement en impulsions.

Il aurait évidemment été encore plus intéressant, si j'en avais eu les moyens, d'opérer sur une longueur d'onde plus courte, par exemple sur 10 ou 3 cm, afin

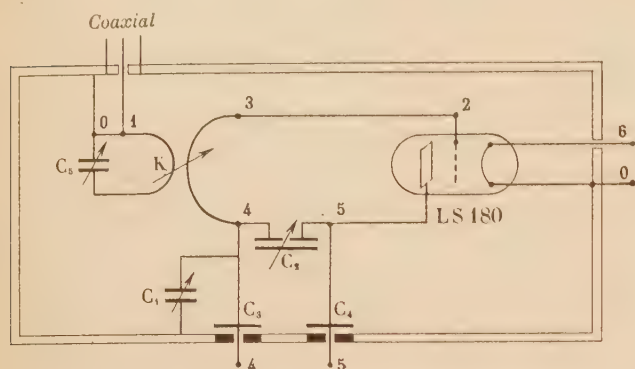


Fig. 8.

de pouvoir utiliser les techniques et les procédés de mesures radioélectriques dont la mise au point a été rendue nécessaire pour la construction des radars. Sur 50 cm, aucun voltmètre de type classique ne donne d'indications valables, et la construction de tous les dispositifs indispensables aurait été un travail considérable.

Les principales caractéristiques de cette lampe sont :
Chauffage : 5,7 à 6,8 volts, selon les spécimens, avec un débit de 15 ampères.

Dissipation anodique maximum : 165 watts, obtenue avec une tension plaque de 1000 V environ en régime continu ; dans ces conditions, la pente était de 4 mA/V, le coefficient d'amplification 15, et, par suite, la résistance interne, 5500 ohms environ. En impulsions, elle était donnée pour supporter 7500 V sur la plaque ; mais ce chiffre dépend essentiellement de la durée d'application de cette tension. Dans le montage utilisé, qui donne des impulsions très-brèves (2 μ s), j'ai pu dépasser 20 kV.

Les autres indications n'ont également pas grand sens ; signalons toutefois que, dans l'appareil allemand, la puissance moyenne, durant l'impulsion, était estimée à 8 kW, chiffre assez voisin du mien.

Je me suis également servi de la partie du circuit de ces radars qui est désignée sous le nom de code de "Lokomotive", à cause de la forme du blindage en alliage léger qui l'entoure, et qui est reproduite sur la figure 8. Elle est d'ailleurs réduite à sa plus simple expression : la capacité c_s , entre grille et plaque, est le seul paramètre d'une efficacité certaine, tout au moins sur l'existence de l'oscillation, car elle n'a pas d'action sur la fréquence. La lampe oscille en fait sur ses capacités et ses inductions internes.

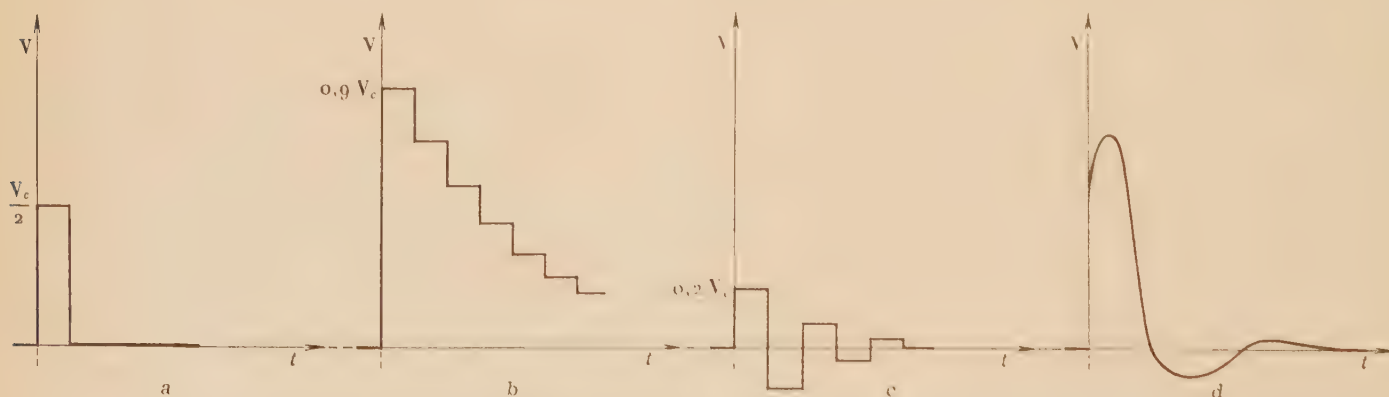


Fig. 9.

a : $Z = Z_c$; b : $Z = 9 Z_c$; c : $Z = 0,15 Z_c$; V_c : tension de charge de la ligne Z_c .

J'ai donc utilisé une lampe construite par les Allemands, à la fin de la dernière guerre, pour équiper leurs premiers radars Würzburg, et oscillant sur l'une des plus courtes longueurs d'onde pratiquement réalisable au moyen d'une triode classique (l'obtention, avec une puissance suffisante, des ondes centimétriques n'ayant été rendue possible que par l'utilisation de nouveaux oscillateurs : magnétrons et klystrons). La mesure de la longueur d'onde, que l'on pouvait déterminer approximativement au moyen de fils de LÉCHER, a été faite de façon précise au moyen d'un ondemètre à absorption ; elle a été trouvée égale à 50 cm.

Pour la théorie de ce montage, je renvoie à BARKHAUSEN [54].

Après plusieurs essais assez peu concluants, j'ai finalement connecté directement la grille (borne 4) à la masse, par l'intermédiaire d'un milliampèremètre dont l'aiguille, par une brusque déviation, indique quand la lampe oscille (en régime continu, il est cependant préférable d'intercaler un rhéostat de quelques centaines d'ohms).

Lorsque j'utilisais un condensateur dans le générateur d'impulsions de haute-tension, il était connecté directement à la plaque (borne 5) ; sa décharge à travers la lampe était exponentielle, et l'amplitude des

oscillations H.-F. décroissait également exponentiellement, tout au moins lorsque il n'y avait pas excitation de tube à gaz (cf. fig. 6). La détermination oscillographique de la constante de temps (à peu près $4 \mu\text{s}$ pour $C = 2000 \text{ pF}$) permettait de fixer la résistance interne de la lampe, dans le régime considéré, à 2000 ohms environ.

Lorsque l'on se sert d'une ligne, il n'en est plus ainsi. On sait que ce dispositif possède une *impédance caractéristique* Z_c ; lorsqu'on le décharge à travers une impédance Z égale à Z_c , l'impulsion de tension ainsi créée a une forme exactement rectangulaire (fig. 9a); mais si Z est inférieure ou supérieure à Z_c , l'impulsion a une allure oscillatoire dans le premier cas, exponentielle dans le deuxième (fig. 9b et c), si toutefois la ligne est du type courant, c'est-à-dire « ouverte » (*open end* [55]), comme celle que j'ai utilisée (fig. 10). Il est donc nécessaire, pour profiter des avantages de ce dispositif, d'accorder les impédances, ce qui ne peut se faire qu'au moyen de transformateurs spéciaux. L'impédance Z_c de la ligne qui m'a été prêtée par la C. S. F. était de 100 ohms ; j'ai utilisé un transformateur d'impulsions américain WX 5137 dont le rapport de transformation était 4, de sorte que l'impédance Z' , ramenée au primaire (impédance de charge apparente pour la ligne), était le $1/16$ de l'impédance du secondaire. J'aurais donc dû obtenir une impulsion exponentielle ($Z' = 125 \text{ ohms}$); en fait, elle est très-légèrement oscillante (fig. 9d), ce qui est bien préférable; car, de cette façon, les oscillations H.-F. sont brutalement arrêtées quand la tension plaque devient négative (sous réserve de leur amortissement naturel, évidemment très-rapide), et la deuxième impulsion positive est si faible (quelques centièmes de la première) qu'elle ne peut réexciter la triode. L'on interrompt donc l'excitation encore plus brusquement que CRAGGS & HOPWOOD [51], qui déchargent directement leur ligne artificielle à travers le gaz. Le montage du générateur d'impulsions est alors celui de la figure 10.

Indiquons enfin que l'énergie électromagnétique est prélevée au moyen d'une boucle accordée par un petit condensateur et placée le plus près possible des broches grille et plaque de la lampe, et qu'elle est amenée au tube à gaz, après la traversée du blindage de la « locomotive », par deux cylindres métalliques coaxiaux, puis, le cas échéant, par un coaxial souple. L'oscillateur et tout son circuit sont placés à l'intérieur de l'armoire du générateur haute-tension, afin de limiter au maximum l'émission de parasites radio-électriques qui sont susceptibles d'agir sur le circuit du récepteur photoélectrique, et ainsi de fournir un signal en l'absence de toute émission lumineuse. Seule l'extrémité du coaxial rigide traverse la paroi métallique de l'émetteur.

II. — RÉCEPTEUR.

A) La cellule photoélectrique.

a) **Généralités.** — J'ai utilisé un photomultiplicateur électrostatique 931 A, de la R. C. A. L'emploi d'un amplificateur aussi puissant était certainement superflu pour l'étude de la lumière émise pendant l'excitation électrique, mais il s'est révélé bien adapté

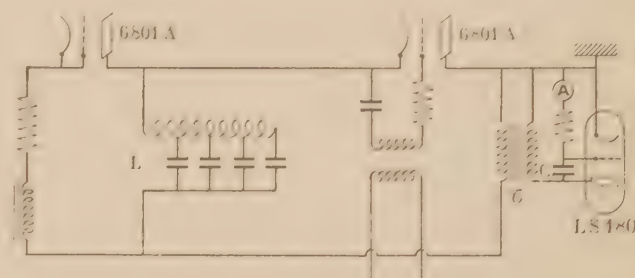


Fig. 10.

à celle de la faible émission lumineuse qui subsiste après la fin de la décharge dans le gaz. Voici quelles sont, d'après le constructeur, les principales caractéristiques de ce tube :

9 étages amplificateurs entre la cathode et l'anode, fonctionnant chacun avec une tension de 70 à 100 V, l'anode pouvant supporter 250 V, par rapport à la dernière dynode et pouvant dissiper 0,25 W, ce qui correspond à un débit maximum de 10^{-3} A en fonctionnement continu. Le courant d'obscurité est de $0,25 \mu\text{A}$; mais, dans l'étude des phénomènes transitoires, l'on n'a généralement pas de difficultés avec le *bruit de fond*, ce dernier étant bien inférieur au *signal*, durant la plus grande partie de celui-ci. L'amplification en courant peut atteindre 10^6 , ce qui correspond à une sensibilité de 10 A par lumen.

L'intérêt considérable de cet appareil, dans le cas qui nous occupe, réside dans la rapidité avec laquelle son amplification suit les variations du flux lumineux excitateur (éclairs périodiques).

On sait en effet [56] que la durée du phénomène de l'émission photoélectrique est inférieure à $3 \cdot 10^{-9} \text{ sec}$, et ce n'est pas elle qui limite, vers les hautes-fréquences, la *bande passante* du phototube, mais le phénomène de la multiplication d'électrons par émission secondaire, ou plus précisément l'inégalité des temps de transit entre les différentes dynodes, qui résulte de la diversité des vitesses et des trajectoires électroniques, ainsi que MALTER l'a montré [57].

D'après MALTER, le gain reste sensiblement constant jusqu'à une fréquence d'environ 100 Mc/sec , et ne devient négligeable (inférieur à 10 %) qu'au delà de 500 Mc/sec . Il est à noter que les électrons primaires nécessaires aux expériences ont été obtenus non par effet photoélectrique (éclairage de la cathode

au moyen d'une source lumineuse modulée à la fréquence voulue) mais au moyen de dispositifs radio-électriques (magnétrons pour les fréquences supérieures à 150 Mc/sec. Ce résultat est valable aussi bien pour les tubes électrostatiques que pour les multiplicateurs

continu (1 mA). Toutefois nous n'avons pas dépassé 10 mA, ce qui correspond à un *courant moyen* inférieur à 1 μ A. La seule question qui pourrait se poser est de savoir si le courant reste alors proportionnel au flux lumineux? Mais il n'y a pas à vrai dire de fortes raisons d'en douter; en tous cas, les caractéristiques (fig. 11) montrent qu'il en est bien ainsi pour des courants anodiques atteignant 2,5 mA.

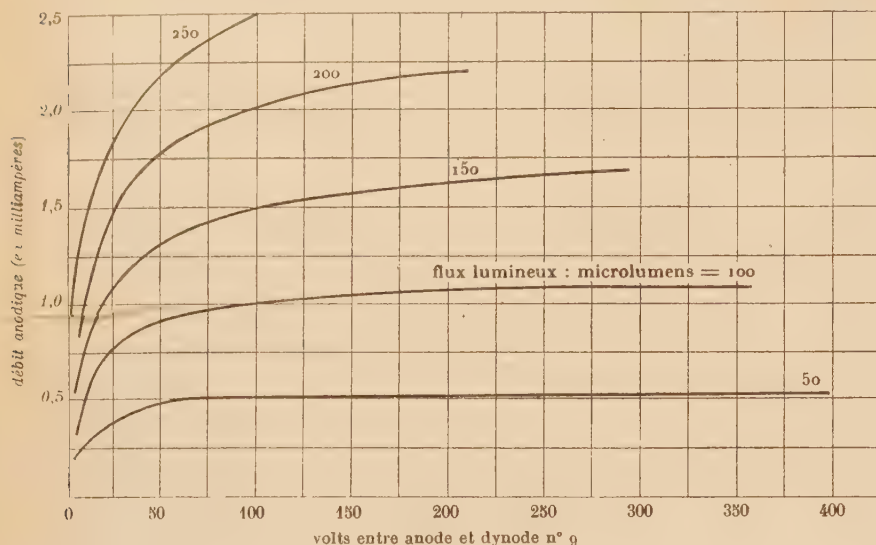


Fig. 11.

à focalisation magnétique. Il apparaît donc possible de suivre des variations de flux lumineux d'une durée bien inférieure à une microseconde.

b) Résistance de charge et limite de l'amplification.

— Le courant électronique, i , capté par la dernière électrode de la cellule, l'anode, doit nous permettre de mesurer le flux lumineux, I , reçu par la cathode, grâce à la déviation du spot d'un oscillographe. Du fait de la grande résistance interne, ρ , du dernier étage d'amplification, supérieur à 5 mégohms, d'après les caractéristiques de ce tube (fig. 11), i est pratiquement indépendant de la résistance R du circuit extérieur, tant que celle-ci est petite par rapport à ρ ; et l'on peut dire que la cellule fonctionne en générateur de courant. Elle nous fournira la tension désirée par l'emploi d'une *résistance de charge*, R_c , dont l'une des extrémités sera maintenue à un potentiel fixe.

J'ai préféré renoncer à amplifier le signal ainsi obtenu, principalement à cause de la sensibilité de l'amplificateur aux parasites électromagnétiques et des déformations qu'entraînait son emploi. Par suite, le signal V , appliqué directement aux plaques verticales de l'oscillographe, doit avoir une amplitude suffisante pour provoquer une déviation appréciable du spot, dont la sensibilité est de 0,5 mm par volt. Comme $V = R_c i$, on devra prendre, pour R_c et i , les plus grandes valeurs possibles.

Il est certain que le photo-multiplicateur peut supporter des courants anodiques instantanés bien supérieurs au courant maximum en fonctionnement

affinité par rapport à l'axe des temps, pour toutes les valeurs de R_c inférieures à la valeur finalement adoptée, comme on le voit sur la figure 12.

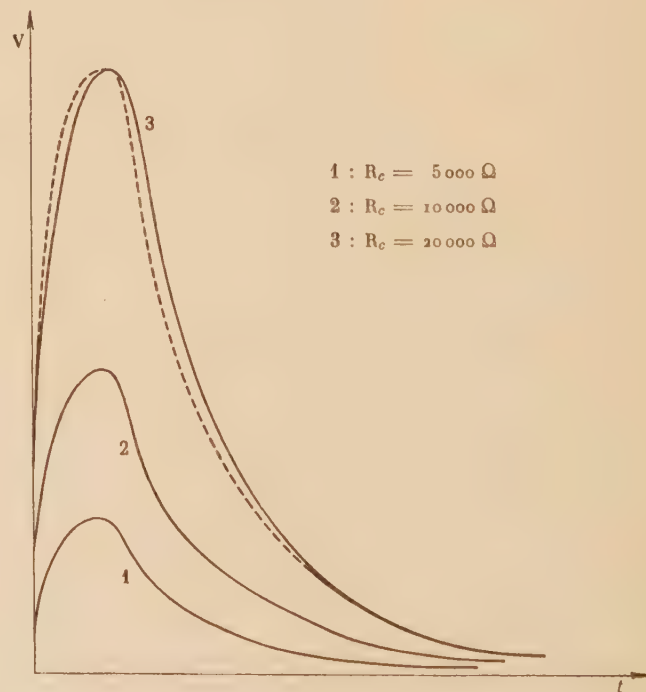


Fig. 12.

En tireté : Courbe affine de 2 dans le rapport 2 par rapport à l'axe t des temps.

Dans le cas simple du circuit considéré (fig. 13), la constante de temps est $\tau = R_c C_p$, C_p désignant l'ensemble des capacités parasites entre la masse et le conducteur qui transmet le signal : *capacité de sortie*

du phototube (4 pF); *capacité d'entrée* de l'oscillographe (inférieure à 20 pF); enfin capacité du coaxial américain RG — 8U reliant les deux appareils, soit 40 pF pour 40 cm de câble, donc en tout 60 pF environ. Quant à R_c , je l'ai fait varier de 100 000 ohms à 3 000; mais j'ai jugé inutile de prendre une valeur inférieure à 10 000 ohms, la différence des formes des courbes $V = f(t)$ pour $R_c = 10 000$ et $R_c = 20 000$ étant à peine sensible (cf. fig. 12). La constante de temps résultante,

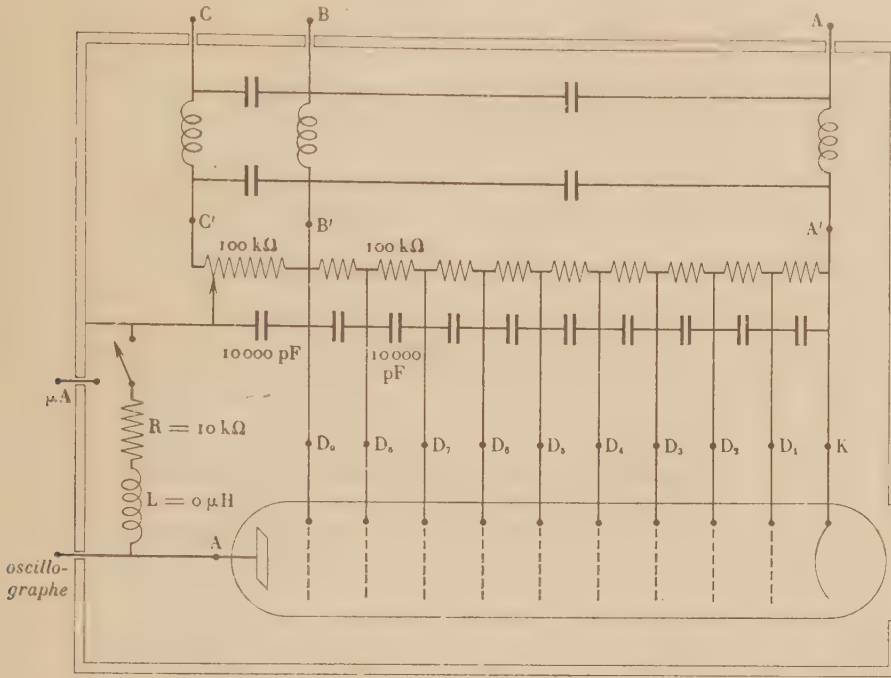


Fig. 13.

$\tau = 0.6 \mu s$, peut paraître élevée pour la transmission de phénomènes ne durant que quelques microsecondes. Je signale cependant que CRAGGS & HOPWOOD [51], placés devant un problème analogue, n'ont pas cru devoir réduire la constante de temps au-dessous de la valeur de $0.3 \mu s$ qu'elle avait dans leur circuit ($R = 15 000$ ohms pour $C = 20$ pF). En outre, tout en conservant la même résistance de charge, j'ai cherché à réduire τ par d'autres méthodes. Ainsi :

1° en connectant directement le photomultiplicateur à l'oscillographe, ce qui réduit C_p et, par suite, τ des deux tiers; mais aucune modification sensible n'étant apparue, j'ai conservé le câble, qui donne plus de souplesse au montage;

2° en utilisant le montage connu sous le terme anglo-saxon de *cathode follower* (fig. 14), le signal à transformer étant connecté entre la masse et la grille G, le signal transformé s'obtenant entre la masse et la cathode C; si S_1 et S_2 sont les tensions à l'entrée et à la sortie de la lampe, v_g la tension de la grille et v_p la tension de la plaque par rapport à la cathode, i le courant qui traverse le tube, R_c' la résistance cathodique, ρ' sa résistance interne, s sa pente ($k = \rho' s$ étant

son coefficient d'amplification statique), on a, de façon classique,

$$\rho' i = v_p + k v_g = v_p + k(S_1 - R_c' i);$$

d'où, dS_1 et dS_2 étant les *signaux* à l'entrée et à la sortie,

$$(\rho' + k R_c') di = k dS_1$$

et, par suite,

$$dS_2 = R_c' di = \frac{k R_c'}{\rho' + k R_c'} dS_1 = \frac{s R_c'}{1 + s R_c'} dS_1.$$

Ainsi, au prix d'une légère diminution de l'amplitude du signal, on peut diminuer de beaucoup la résistance de la constante de temps τ . Mais l'on doit évidemment prendre pour s la plus grande valeur possible. J'ai utilisé une pentode américaine 6 AC 7, où s atteint 10 mA par volt. Avec $R_c' = 500$ ohms, le signal est réduit dans le rapport $dS_2/dS_1 = 5/6$, tandis que la constante de temps est divisée par 20. Néanmoins, la manipulation n'a donné aucun résultat probant. Il est vrai que dans ce montage, établi de façon provisoire, les capacités parasites étaient un peu augmentées.

3° J'ai enfin essayé d'augmenter la *bande passante* de la photocellule, en utilisant la technique des amplificateurs H.-F. [58], c'est-à-dire en mettant en série avec R_c une self L (fig. 13).

En effet, le signal étant supposé décomposé en série de FOURIER, plus le nombre des harmoniques de la fréquence fondamentale que passera

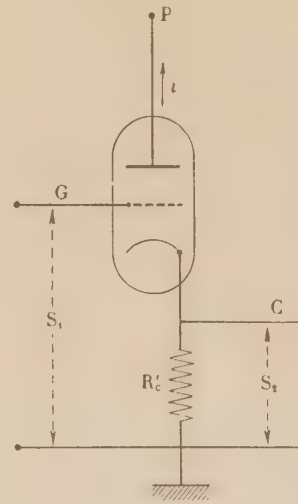


Fig. 14.

l'appareil sera élevé, plus sa forme sera fidèlement reproduite. La fréquence limite de la bande passante étant, par définition, $f = (2 R_c C_p)^{-1}$, l'amplification A_1 à la fréquence f , l'amplification A_2 à la fréquence $f\sqrt{2}$

et le rapport $K = A_2/A_1$ seront donnés, en fonction du paramètre $D = L/C_p \cdot R_c^2$, par le Tableau suivant :

	$D = 0$	$D = 0,4$	$D = 0,5$	$D = 0,6$
A_1	0,70	0,92	1	1,06
A_2	0,58	0,80	0,88	0,94
K	0,83	0,87	0,88	0,87

Une valeur de D voisine de 0,5 est donc souhaitable si l'on veut obtenir un gain aussi uniforme que possible. La valeur correspondante de la self est, dans notre cas,

$$L = 0,5 C_p R_c^2 = 3 \cdot 10^{-2} \text{ henrys};$$

mais en fait l'on est conduit à tâtonner. Après différents essais, j'ai toutefois dû renoncer à utiliser ce dispositif, le circuit étant susceptible de se transformer en un générateur d'ondes sinusoïdales amorties de fréquence voisine de 500 Mc/sec, sous l'action de l'impulsion électrique créée par l'éclair, surtout lorsque l'on réduisait l'amortissement du circuit (résistance en série avec la self ou capacités en parallèle).

c) **Alimentation en tension et blindage.** — La photocellule est alimentée, de façon classique, par un pont à résistances, fractionné en deux parties, l'une entre la cathode et la neuvième dynode, l'autre entre cette dynode et l'anode. Il faut tout d'abord assurer une tension constante aux trois bornes A, B, C (fig. 13). Pour cela, j'ai utilisé une alimentation stabilisée (fig. 15), où la tension du secteur, élevée à 2000 volts et redressée au moyen de redresseurs à oxyde de cuivre disposés *en pont*, est ensuite filtrée, puis stabilisée grâce à 4 gros stabilovolts STV 280 — 80, chacun d'eux maintenant entre 2 de ses 5 électrodes consécutives une tension constante de 70 volts, lorsque le courant qui le traverse n'excède pas 80 mA. Le courant était d'ailleurs maintenu au-dessous de cette valeur par deux lampes *fer-hydrogène* OSRAM de la Telefunken, pourvu que la tension à leurs bornes n'excédât pas 255 volts, valeur bien supérieure à la tension normale de fonctionnement. Des résistances de 1 mégohm étaient placées entre les différentes électrodes des stabilovolts, pour faciliter l'allumage. On disposait ainsi d'un générateur de tension continue de $70 \times 16 = 1120$ volts, avec prises intermédiaires tous les 70 volts, susceptible de débiter une cinquantaine de milliampères, le courant à travers les stabilovolts ne devant pas baisser au-dessous de 30 mA pour que la stabilisation reste bonne et stable. Des variations de 10 % de la tension du secteur, autour de 110 volts, ne modifiaient la tension continue que de moins de 0,1 % en pleine charge, et moins encore à vide. L'ensemble était enfermé dans une caisse en aluminium.

Cette tension est transmise au multiplicateur par des fils blindés. J'ai dû enfin confectionner, pour protéger ce tube et son circuit, une boîte en cuivre rouge soudée, munie d'un couvercle à larges bords; elle comprend 3 bornes, A, B, C, pour l'alimentation, qui est de nouveau filtrée au moyen de 4 condensateurs de $0,5 \mu F$ et de 3 selfs blindées de valeur aussi élevée que possible (quelques dizaines de millihenrys), de façon à éliminer les perturbations électromagnétiques qu'auraient pu capter les conducteurs extérieurs

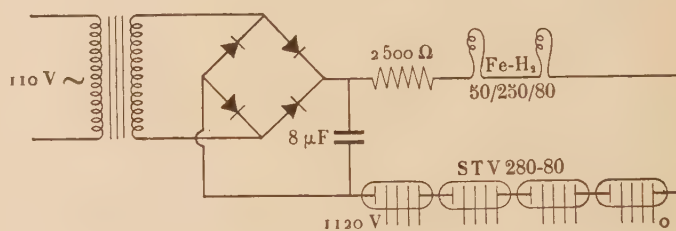


Fig. 15.

à la boîte, et deux prises de câbles coaxiaux permettant, l'un de transmettre le signal à l'oscillographe, l'autre de mesurer le courant anodique; cette dernière était généralement court-circuitée par un interrupteur. L'usage d'un tel blindage s'est révélé indispensable pour empêcher la formation d'un signal pendant le fonctionnement du générateur à impulsions, alors que la photocathode était maintenue dans l'obscurité.

En principe, les résistances du diviseur de tension doivent être assez faibles pour que le courant qui les traverse soit grand au regard de celui que débitent les différentes dynodes, de façon que les prises intermédiaires restent à une tension fixe durant le fonctionnement. Mais l'on est limité par la dissipation des résistances utilisées en radio (0,25 watts en général) et surtout, d'ailleurs, dans notre cas, par le débit prohibitif qui serait nécessaire. J'ai alors utilisé une chaîne de résistances de 100000 ohms, et j'ai neutralisé les variations brusques de tension provoquées par les éclairs en plaçant, en parallèle sur chacune, un gros condensateur au mica (10000 pF). L'on obtient ainsi des constantes de temps de 1000 μs , et l'on a rendu ainsi plus régulières les courbes $V = f(t)$.

L'alimentation de l'anode a été rendue indépendante, afin, d'une part, de pouvoir faire varier de façon séparée sa tension et, d'autre part de lui assurer une meilleure stabilisation. L'on doit toutefois remarquer que l'on fonctionne forcément en tension anodique variable, celle-ci étant égale à la tension d'alimentation constante, diminuée de la tension de signal. Heureusement, les caractéristiques (fig. 11) montrent que le courant i ne croît plus que très-lentement (et linéairement), dès que la tension anodique est supérieure à 70 V environ. En alimentant sous 140 V (le curseur du potentiomètre (fig. 13) étant maintenu court-circuité avec son extrémité C'), on obtiendra donc

un signal V sensiblement proportionnel à l'intensité lumineuse I , tant que son amplitude ne dépassera pas 70 V. Au-dessus de cette valeur, l'amplification du phototube diminuera rapidement, limitant ainsi automatiquement le débit anodique; c'est ce que l'on observe effectivement: la tension de signal ne peut dépasser une centaine de volts, quel que soit le flux lumineux frappant la photocathode.

La variation de l'amplitude du signal s'obtient simplement en diaphragmant ce flux, les tensions d'alimentation étant en général maintenues constantes: soit 700 V, entre A et B, et 140 V entre B et C. Pour cela, la boîte en cuivre est percée, en face de la photocathode, d'une fenêtre rectangulaire de 400 mm² suffisant à l'éclairer complètement, et devant laquelle on faisait coulisser un volet métallique percé de différentes ouvertures (de 1 à 100 mm²). On pouvait également faire varier la distance de la source lumineuse au récepteur (de 20 cm à plusieurs mètres). Je dois enfin signaler que, pour avoir un signal suffisant durant la post-lueur, on était le plus souvent contraint de laisser saturer la cellule par le signal lumineux intense émis pendant l'excitation électrique, vu la faiblesse relative de la lumière émise après.

B) L'oscillographe.

Pour achever de tracer les courbes $I = f(t)$ dont l'ordonnée est fournie par la photocellule, il faut appliquer aux plaques horizontales du tube cathodique une tension proportionnelle au temps, de façon à ce que le spot traverse l'écran pendant la durée du phénomène étudié, toutes les fois qu'il se produit. J'ai, pour cela, utilisé le balayage inclus dans mon oscillographe (RIBET-DESJARDIN, type 264 A), fonctionnant en déclenché, et qui s'est révélé très-satisfaisant. Le déclenchement peut s'obtenir, soit par le phénomène étudié lui-même, — mais on en perd alors le début (quelques fractions de microseconde) —, soit par une impulsion positive extérieure, comme nous l'avons fait en utilisant le signal fourni par le dispositif de pilotage du générateur (cf. fig. 7).

J'ai étalonné directement, au moyen d'un générateur H.-F., le balayage déclenché, et vérifié qu'il restait très-sensiblement linéaire jusqu'au bout de sa course (on sait que, dans un tel fonctionnement, le spot, après avoir décrit sa trajectoire de gauche à droite, durant un temps qui dépend des caractéristiques que l'utilisateur impose au circuit, reste immobilisé à son extrémité, jusqu'à ce qu'une nouvelle impulsion de déclenchement le ramène à son point de départ, qu'il quitte immédiatement... dans une base de temps mal réglée, l'arrêt du spot en fin de course ne se fait pas brutalement, mais progressivement, de sorte que le balayage, quoique linéaire en fonctionnement normal,

— relaxé —, ne l'est plus en déclenché). On pouvait faire varier la vitesse de balayage depuis 1 m par sec jusqu'à $2 \cdot 10^6$ cm/sec environ, et même au delà, en fonctionnement relaxé. J'ai utilisé ordinairement des vitesses de 0,5 et 2 mm/ μ s environ.

Le balayage horizontal de l'écran est donc déclenché 50 fois par seconde par le pilote du générateur d'impulsions. Si alors on envoie sur les plaques verticales une partie de la H.-T. (cf. p. 24), on doit observer successivement les différentes impulsions qui, en fait, se superposent selon une seule courbe, assez nette, ce qui prouve que les impulsions successives sont sensiblement identiques, et suffisamment lumineuse pour que l'on puisse la relever simplement en la décalquant sur l'écran, procédé rapide et économique que j'ai toujours utilisé. On en déduit la tension des impulsions fournies par le générateur, connaissant la sensibilité verticale du tube cathodique (0,5 mm/V). On constate, en outre, que le signal ne débute que 5 à 10 μ s après le début du balayage. Ce retard doit être imputé principalement au temps d'amorçage du thyatron à vapeur de mercure; il est d'autant plus court que la polarisation est faible et que la tension de charge de la ligne est élevée. Enfin, du fait que cette dernière n'est pas exactement accordée, la durée de l'impulsion H.-T. croît un peu avec son amplitude (elle varie de 1 μ s environ, sa valeur moyenne étant de 3 μ s pour les tensions utilisées).

La durée de l'impulsion H.-F., redressée comme nous l'avons vu (fig. 6), lui est très-sensiblement égale. L'oscillographe considéré comprenant un dispositif *bicourbe* permettant de commuter alternativement la sortie des deux amplificateurs sur les plaques verticales, ce qui permet d'observer à la fois deux phénomènes simultanés, nous l'avons utilisé pour vérifier que les deux impulsions: H.-T. et H.-F., débutaient simultanément, à 0,1 μ s près environ.

L'observation du signal fourni par la photocellule montre qu'il y a en revanche généralement un retard entre le début de l'émission lumineuse et celui de l'excitation. Ce retard à l'allumage reste toutefois constant lorsqu'on ne modifie pas les conditions de la décharge, permettant ainsi une bonne superposition des courbes $I = f(t)$ correspondant aux différentes impulsions, sauf pour de très-faibles valeurs de l'excitation. Nous reviendrons plus longuement sur ce sujet au chapitre suivant.

III. — SOURCES LUMINEUSES.

J'ai utilisé, comme source de lumière, des tubes en « pyrex », sans électrodes. Les choix interdépendants de leurs dimensions et de la pression du gaz qui les remplissait, étaient fonction du but poursuivi, l'obtention d'un régime U.-H.-F. J'ai choisi des tubes

cylindriques de 3 cm de diamètre et de 3 à 12 cm de long, alors que le l. p. m. des électrons n'excédait pas 0,12 cm aux plus basses pressions étudiées. La fréquence était largement suffisante pour qu'il n'y ait pas de mouvement d'ensemble appréciable des électrons.

J'ai toutefois utilisé, au début de mes recherches, un certain nombre de tubes comprenant un capillaire de 0,5 ou 1 mm de diamètre et 1 à 2 cm de long entre deux parties cylindriques ou sphériques de 3 cm de diamètre, dont quelques-uns avaient été préparés par GRIVET [59], il y a une dizaine d'années. Le principal

A) Préparation des tubes.

Les tubes étaient vidés, puis remplis, sur l'installation représentée par la figure 16. Le vide était obtenu au moyen d'une pompe à palettes dans l'huile et d'une pompe à diffusion à vapeur de mercure; P_1 , P_2 , P_4 sont des pièges à air liquide; P_3 contient du charbon actif que l'on refroidissait dans l'air liquide, pour purifier l'hélium et le néon. En B_1 , l'on plaçait l'ampoule de gaz rare provenant de la société « L'Air liquide »; B_2 est un ballon qui servait à augmenter le volume

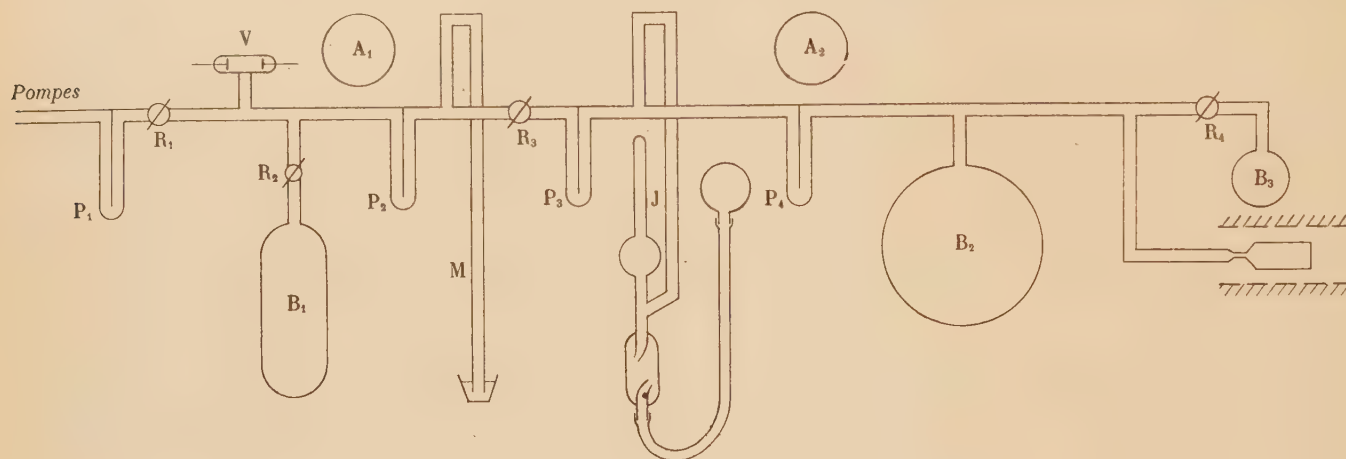


Fig. 16.

intérêt du capillaire est que la brillance y est plus intense que dans le reste du tube; mais son inconvénient, au point de vue théorique, est de donner aux parois solides, et non plus aux molécules du gaz, le rôle principal dans l'amortissement de l'énergie électronique, ce qui augmente considérablement la profondeur de modulation de l'émission lumineuse, comme l'a noté GRIVET, diminue la durée et modifie la forme de la post-lueur (*cf.* Chap. IV, § III).

Notons enfin qu'il résulte de la diminution de la profondeur de modulation avec la fréquence, et des chiffres donnés par GRIVET, que l'on ne peut espérer obtenir, dans mon cas, la moindre trace de modulation à la fréquence utilisée, même dans les capillaires les plus étroits compatibles avec la nécessité d'y enfermer assez de gaz pour que la luminosité soit suffisante; d'autant plus qu'alors la période du champ électrique est de l'ordre de grandeur de la durée de vie des états excités des atomes (10^{-8} à 10^{-9} sec). Je n'en ai d'ailleurs pas constaté la moindre trace, alors que l'émission H.-F. se traduit, sur l'écran de l'oscillographe, même non connecté, par une tache triangulaire plus pâle interrompant brusquement le balayage horizontal du spot, et d'une amplitude initiale de ± 2 mm environ (fig. 6c), ce qui ne gênait d'ailleurs en rien l'observation ultérieure des différents phénomènes et permettait même de situer exactement le début de l'émission H.-F. par rapport à celui de l'émission lumineuse.

de la canalisation, afin de détendre le gaz; B_3 est un réservoir qui servait principalement à isoler, d'une expérience à l'autre, une certaine quantité de gaz destinée à *rincer* la canalisation avant l'introduction d'une nouvelle quantité de gaz rare pur, et servait aussi, le cas échéant, de détendeur. Le volume de B_3 , 250 cm³, était sensiblement égal à celui de A_1 , partie de la canalisation comprise entre les robinets R_1 , R_2 et R_3 , et égale au huitième de celui de A_2 , partie comprise entre R_3 et R_4 . On pouvait ainsi facilement obtenir en A_2 la pression désirée, en deux opérations, à 20 % près, ce qui était suffisant.

La pression en A_1 était évaluée au moyen du manomètre à mercure M, la pression en A_2 , mesurée au moyen d'une petite jauge de MAC LEOD, J, jauge que j'ai fait construire et que j'ai étalonnée, permettant d'évaluer une pression résiduelle d'un dixième de micron, et donnant les pressions comprises entre 100 μ et 2 cm à 1 % près au moins, précision d'ailleurs largement suffisante.

Le tube à préparer, T, pouvait être placé dans un four électrique dont la température était contrôlée au moyen d'une sonde thermoélectrique; il était ainsi maintenu sous vide pendant 2 à 4 heures à 500°C environ, pour en éliminer les gaz occlus, rincé à chaud, refroidi et rincé de nouveau à plus basse température. Le remplissage définitif s'effectuait à température ambiante. La pression était mesurée au moins

deux fois avant le détachage du tube, afin de s'assurer que l'équilibre était bien obtenu dans toute la partie A₂ de l'appareil, précaution indispensable, surtout à cause de la présence du charbon absorbant.

B) Spectrographie.

La lumière émise par les tubes excités en impulsions était analysée au moyen d'un spectrographe à optique de quartz (un prisme et deux lentilles de 80 cm de

distance focale), ce qui, vu la faible intensité moyenne, nécessitait des poses assez longues (2 à 10 heures avec une fente de 0^{mm},05). L'absorption du pyrex limitait d'ailleurs les spectres à 3000 Å environ. La dispersion était de 12 Å/mm vers 3000 Å, de 100 Å/mm vers 6400 Å, les spectres étant limités à cette longueur d'onde par la sensibilité des plaques employées (*Panchroguil*). Les longueurs d'onde étaient repérées au moyen du spectre de référence fourni par un arc à mercure.

CHAPITRE IV

RÉSULTATS ET INTERPRÉTATION CONCERNANT L'ÉMISSION LUMINEUSE DES ÉCLAIRS

I. — REMARQUES PRÉLIMINAIRES.

A) Spectres d'émission des gaz rares.

Le Tableau ci-dessous donne, d'après LAPORTE [60], la liste des principaux potentiels d'excitation des différents gaz rares, mesurés en volts, ainsi que leur masse atomique et leur l. p. m. moléculaire L, mesuré en μ à 0° C à la pression de 1 mm de Hg. Pour chacun d'eux il existe deux états métastables, de niveaux énergétiques assez voisins, et dont l'un correspond au plus faible de ces potentiels; toute transition étant interdite par le principe de sélection, le retour à l'état fondamental ne peut ordinairement s'effectuer que par réexcitation sur un niveau supérieur, au moins égal au premier niveau de résonnance; les raies de résonnance correspondantes ont des longueurs d'onde comprises entre 600 Å pour l'He et 1300 Å pour le Xe, et les retours directs à l'état fondamental, à partir de niveaux supérieurs d'excitation, quand ils sont possibles, s'accompagnent de l'émission de raies encore plus courtes.

L'émission de lumière de longueur d'onde supérieure à celle des raies de résonnance, susceptible d'être perçue par l'œil ou une cellule photoélectrique, ne peut donc résulter que du retour spontané sur un état déjà excité (métastable ou non); l'énergie nécessaire à l'émission d'une radiation visible étant au moins de 1,8 eV ($\xi < 7000$ Å), le niveau d'excitation d'un électron susceptible de rayonner en impressionnant l'œil sera au minimum de 21,5 eV pour l'He,

de 10 eV pour le Xe; il sera, en outre, forcément inférieur à 24,5 et 12,1 eV respectivement, car, dans mon cas comme dans tous ceux où la décharge n'est pas très-intense, l'on n'observe que des raies du premier ordre, correspondant à l'excitation d'un seul électron, ce qui limite les spectres vers les courtes longueurs d'onde, et laisse ainsi un large domaine spectral dépourvu de raies, et s'étendant de 600 à 2500 Å pour

	He	Ne	A	Kr	Xe
Poids atomique.....	4	20	40	84	131
Libre parcours moyen moléculaire.....	136	96	48	37	26
1 ^{er} niveau métastable M ₁	19,7	16,55	11,5	9,9	8,2
2 ^e niveau métastable M ₂	20,5	16,65	11,6	10,5	9,4
1 ^{er} niveau de résonnance R ₁ ...	21,1	16,60	11,59	10,0	8,4
2 ^e niveau de résonnance R ₂ ...	23,0	16,8	11,8	10,6	9,5
— — —	—	—	—	—	—
1 ^{er} potentiel d'ionisation.....	24,5	21,5	15,7	13,9	12,1

N.-B. — Dans le cas de l'hélium, il existe des niveaux intermédiaires entre M₂ et R₂; en outre, sauf pour ce gaz, tous les autres potentiels d'ionisation, non mentionnés ci-dessus, excèdent R₂ de 1,5 volt au moins.

l'He, de 1500 à 5000 Å pour le Xe, entre cette limite et la limite supérieure des raies de résonnance.

Mais pratiquement il suffira, pour qu'il y ait émission de radiation, visible ou non, que l'énergie électronique atteigne l'énergie d'excitation sur un état métastable; car, par suite de la longue durée de vie de ces états (de l'ordre de 10⁻⁴ sec, contre 10⁻⁸ pour les autres états excités), leur probabilité de réexcitation

par des électrons de plus faible énergie est assez grande. Il en résulte que l'on peut estimer que la valeur moyenne de l'énergie électronique dans les décharges que j'ai étudiées est comprise entre celle qui correspond au premier niveau d'excitation (métastable) et celle qui correspond à l'ionisation; l'erreur relative ainsi commise n'excède pas 20%, ce qui est très-satisfaisant pour ce genre d'évaluation. Il est essentiel de noter que, si ces potentiels d'excitation sont bien supérieurs à ceux de la plupart des gaz mono-atomiques (vapeurs alcalines, Hg, etc.) et, à plus forte raison, des gaz polyatomiques, qui *absorbent* bien plus *facilement* de faibles énergies électroniques sur leurs niveaux de rotation et de vibration (avec émission de spectres de grande longueur d'onde), cela ne signifie nullement qu'il soit plus difficile d'y entretenir une décharge, c'est-à-dire d'y entretenir une ionisation suffisante.

En effet, les électrons, accélérés par le champ électrique, acquerront d'autant plus facilement une énergie suffisante pour ioniser le gaz qu'ils perdront pendant ce temps une énergie plus faible dans leurs chocs sur les molécules. Tant que ces chocs resteront élastiques, les pertes seront peu importantes; sinon, elles pourront être considérables, de sorte que même si le potentiel d'ionisation ne dépasse que de peu le premier potentiel d'excitation, il ne sera que difficilement atteint si les chocs cumulatifs sont peu fréquents. En revanche, ainsi que Léon BLOCH [61] l'a signalé, si ce premier potentiel correspond à un niveau métastable, et si le potentiel d'ionisation n'en excède pas le double, l'ionisation par ce mécanisme sera facile. C'est d'ailleurs la raison pour laquelle on n'observe de spectres d'émission supérieurs au premier ordre qu'avec des pressions très-faibles et des champs très-intenses, de sorte que les électrons puissent gagner en un seul l. p. m. l'énergie nécessaire, et que, dans mes expériences, avec une excitation plus intense pour le xénon que pour l'hélium, l'énergie électronique, dans le premier gaz, ne dépassait pas 10 eV, contre 20 dans le deuxième.

Une illustration de ces considérations est fournie par le Tableau suivant, qui compare les minimums de

	He	Ne	A	N ₂	H ₂	O ₂	CO ₂
V_m	223	186	193	250	270	450	420
V_i	24,5	21,5	15,7	16	15,4	13	14

potentiels explosifs en courant continu V_m aux potentiels d'ionisation V_i pour différents gaz.

Les valeurs très-élevées de V_m , pour O₂ et CO₂, doivent probablement être imputées à la formation des ions négatifs.

B) Énergie électronique et « sensation » lumineuse.

La réception d'un signal lumineux par un instrument dont la sensibilité n'est pas uniforme pour toutes les longueurs d'onde, — ce qui est le cas général, et celui de l'œil et de la cellule photoélectrique en particulier —, ne donne une indication valable sur la

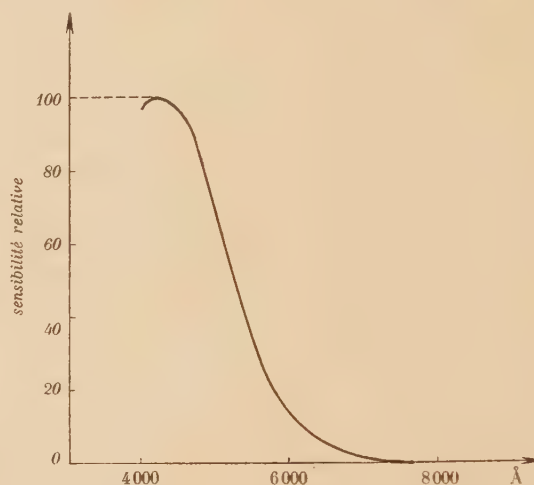


Fig. 17.

variation de l'intensité du rayonnement total d'un émetteur non monochromatique que si la composition de ce rayonnement reste constante pendant toute l'émission, ce qu'il est impossible d'affirmer *a priori*. Le contraire semble même être prouvé, tout au moins en ce qui concerne la post-lueur, par HERMAN en particulier [62, 63, 64]; pour les éclairs eux-mêmes, les données sont encore plus rares et ne concernent que ceux que l'on obtient en déchargeant directement à travers le gaz une ligne artificielle [51, 65] ou un condensateur [66]. Dans le premier cas, le gaz étudié étant l'hydrogène, on constate que le comportement des trois raies H_α, H_β, H_γ, est identique [51]. Il se peut toutefois que l'émission ultraviolette soit relativement plus intense au début de la décharge, surtout en présence d'argon [65]; dans le deuxième cas, relatif au xénon dans des circonstances où il existe un rayonnement continu intense, les résultats ne sont encore que partiels et peu utilisables.

On peut, en effet, étudier la variation de la composition du rayonnement en photographiant le spectre émis à des époques variables de la post-lueur [62 à 64], procédé qui n'est guère applicable à l'éclair (à cause de sa brièveté), ou en interposant des filtres appropriés [65, 66]. Mais la seule méthode vraiment efficace serait de suivre, au moyen de la cellule, la variation de chacune des raies émises par la source. Elle est malheureusement difficilement applicable pour peu que les raies soient serrées, ce qui est le cas des gaz rares, He excepté, mais pourrait sans doute donner des résultats intéressants pour la spectroscopie.

Cela posé, nous admettrons néanmoins que le rayonnement perçu sur un domaine spectral assez étendu, comme celui de notre cellule (fig. 17), est proportionnel au nombre des électrons (nous supposons que leur densité est faible comparée à celle des molécules non ionisées), et, par suite, à l'énergie consommée dans la décharge, dès l'instant que leur énergie moyenne atteint une valeur suffisante pour ioniser le gaz, valeur définie plus haut et qui ne doit pas varier beaucoup durant toute l'excitation, dans les conditions où j'ai opéré. Mais cela n'est plus vrai lorsque l'énergie électronique décroît au-dessous de cette valeur, car alors la recombinaison commence à intervenir, avec une importance d'autant plus grande que les autres sources de rayonnement n'existent plus. On sait qu'alors l'intensité lumineuse est proportionnelle au carré du nombre d'ions, et que, de plus, le coefficient de recombinaison α croît à mesure que l'énergie des électrons décroît.

C) Remarque

sur les conditions de l'excitation électrique.

J'ai été handicapé, durant une grande partie de mon travail, par l'impossibilité de mesurer les paramètres électriques (champ et puissance) qui règlent l'excitation des gaz. De plus, les tubes les renfermant se trouvaient en pratique placés dans le champ rayonné par l'extrémité du coaxial transportant l'énergie, et ce champ était influencé non-seulement par le gaz à étudier mais aussi par les corps voisins, en particulier par les pièces métalliques et l'observateur lui-même. Dans ces conditions, ce champ n'était certainement pas homogène, et même la reproduction de conditions d'excitation identiques ne pouvait être que difficilement assurée. L'on ne peut donc tirer de mes résultats que des indications qualitatives et des ordres de grandeur, ce qui rend malaisée une confrontation sérieuse avec la théorie, d'autant plus que celle-ci présente de grosses difficultés. C'est pourquoi, dans la suite, je me suis contenté de calculs approximatifs.

Toutefois la superposition, sur l'écran de l'oscillographe, des éclairs répétés 50 fois par seconde, montre qu'à des conditions d'excitation électrique identiques correspondent des éclairs lumineux identiques; en particulier, l'invariabilité du temps d'établissement de la décharge, d'après ce que l'on sait de ce phénomène [36], montre qu'il existe encore, au début d'un éclair, un nombre à peu près constant et suffisant d'électrons provenant de l'éclair précédent, qui a eu lieu 20000 μ s auparavant (je n'utilisais pas de sources d'ions auxiliaires). Le fait que le premier *allumage* des tubes, après une période d'extinction de quelques secondes au minimum, manifeste presque toujours le caractère capricieux qui lui est généralement

reconnu, nécessitant parfois une surtension de 100 % ou davantage, par rapport au potentiel de maintien, et un *délai* dépassant 10 minutes, confirme ce point de vue en montrant qu'il ne s'agit pas là d'une propriété particulière au mode d'excitation utilisé. La seule constatation que j'ai faite à ce sujet, malgré un nombre considérable d'essais, est que l'effet photoélectrique n'intervenait pas; même l'éclairage par un arc au mercure est sans effet; mais il est vrai que les tubes sont en verre. Je ne m'occuperai, dans la suite, que des éclairs réguliers obtenus en réglant l'excitation à la valeur voulue, une fois le tube *allumé*; car il est bien évident que 50 éclairs par seconde donnent à l'œil l'impression d'une illumination continue, même si la durée relative de l'éclairement n'excède pas un dix-millième.

II. — ÉTABLISSEMENT DE LA DÉCHARGE.

A) Résultats expérimentaux.

Ainsi que je l'ai signalé (p. 31), l'émission lumineuse ne commence pas dès l'instant où l'on applique au gaz le champ électrique, même si la durée d'établissement de celui-ci est nulle, comme c'est pratiquement le cas lorsque l'on utilise un condensateur (avec la ligne, le champ atteint $1/\varepsilon$ fois son amplitude maximum en moins de 0,1 μ s). L'on observe donc deux stades, une période obscure de durée t_1 et une période, de durée t_2 , durant laquelle l'intensité lumineuse croît, très-rapidement d'abord, plus lentement ensuite, jusqu'à une valeur maximum à partir de laquelle commence la décroissance, qui sera étudiée au § III.

Les valeurs de t_1 et de t_2 dépendent essentiellement de l'intensité du champ. Si, lorsque celui-ci est assez intense, la période obscure devient trop faible pour être mesurée (moins de 0,1 μ s), elle croît rapidement quand sa valeur tend vers la valeur minimum susceptible d'entretenir des éclairs réguliers, jusqu'à 1 μ s avec L, 2 μ s avec C_1 (0,002 μ F) et 20 μ s avec C_2 (0,02 μ F). Comme l'on peut entretenir l'excitation du gaz au moyen d'un condensateur donnant des impulsions de longue durée avec une tension de charge bien plus faible qu'au moyen d'une ligne, on peut observer des temps d'établissement bien plus longs.

En revanche, t_2 croît, comme d'ailleurs la durée globale de l'éclair, lorsque le champ croît, mais dans de faibles proportions: de 0,5 à 1 μ s pour L et C_1 , de 2 à 5 μ s pour C_2 ; de sorte que $t_1 + t_2$ décroît généralement quand le champ croît, rapidement d'abord, puis plus lentement, et que le maximum d'émission lumineuse ne survient que bien après que le champ a commencé à décroître. CRAGGS & HOPWOOD [32] avaient déjà noté un phénomène analogue en *courant non alternatif*. Avec des impulsions rectangulaires de 4 μ s,

le maximum d'émission n'est atteint que $3 \mu\text{s}$ après le début de l'excitation du gaz (H_2).

La durée de l'ensemble du phénomène est plus faible dans le néon que dans l'hélium, à excitation égale; mais la présence d'impuretés comme CO ou O_2 la réduit considérablement; en particulier t_1 devient imperceptible, même pour de très-faibles valeurs du

d'ailleurs qu'il est impossible qu'un électron puisse traverser cette distance d dans des temps aussi courts que ceux que l'on observe (10^{-8} sec dans l'air à la pression atmosphérique, pour $d = 1$ cm et le potentiel explosif correspondant). Le calcul exposé ci-dessous (a) montre d'ailleurs que, dans ces conditions, t_1 est inférieur à 10^{-10} sec; c'est la mobilité des électrons qui

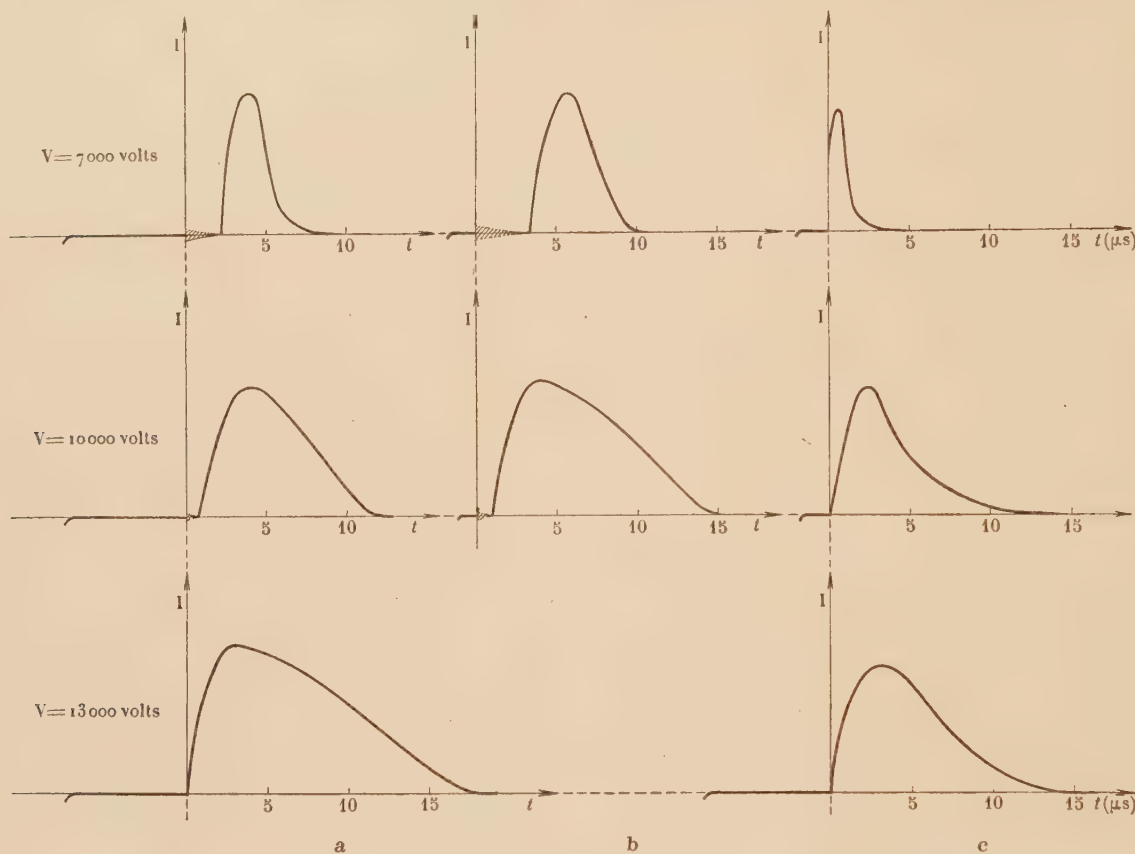


Fig. 18.

champ. Nous verrons en outre que t_1 devrait augmenter avec la pression, mais les recherches faites à ce sujet n'ont pas été bien concluantes.

La figure 18 reproduit quelques éclairs obtenus avec de l'hélium pur (fig. 18a et b), sous des pressions de 1,6 et 7 mm respectivement, et avec de l'hélium renfermant un peu d'oxyde de carbone ($p = 5^{\text{mm}},4$) (fig. 18c), pour des valeurs différentes de l'excitation, mesurée par la tension de charge du condensateur C_1 , dont l'emploi est préférable à celui de la ligne pour l'étude de l'allumage.

B) Interprétations.

a) Croissance de l'énergie moyenne des électrons sous l'action du champ. — Ce problème est assez différent de celui de l'amorçage des éclairs que l'on considère généralement, et où l'on cherche en combien de temps un canal ionisé, lumineux, peut s'établir, entre deux électrodes, dans un gaz où il n'existe pas d'ions avant l'application du champ. On constate

est trop faible pour rendre compte des délais observés; il faudrait faire intervenir, d'après LOEB [67], l'effet photoélectrique.

Cas d'un champ continu. — Un électron de vitesse initiale nulle (tous les calculs ci-dessous supposent que la vitesse d'agitation thermique est négligeable; il est facile de s'assurer qu'il en est bien ainsi) et soumis à un champ continu de E volts/cm, acquiert, au bout d'un temps t , une vitesse

$$v = \frac{e}{m} Et = 1,7 \cdot 10^{18} Et \text{ cm/sec,}$$

soit une énergie de $8,4 \cdot 10^{14} E^2 t^2$ eV, après avoir parcouru une distance rectiligne $\delta = 1/2 vt$ cm. Nous admettons que, pour exciter l'hélium, il doit atteindre une énergie de 20 eV, soit une vitesse v_i égale à $2,7 \cdot 10^8$ cm/sec. Il lui faudra alors un temps

$$t_1 = \sqrt{\frac{2}{84 E^2}} = \frac{0,15}{E} \mu\text{s,}$$

et un libre parcours $\delta = 20/E$ cm.

Pour qu'un tel mécanisme soit possible dans le gaz, il faudrait que l'on ait $\delta < l$. A la pression de 7 mm de Hg, on a $l \approx 0,01$ cm d'après la théorie cinétique, ce qui exige $E > 2000$ V/cm et entraîne $t_1 < 0,0 \cdot 10^{-10}$ sec.

Dans le cas contraire, il est indispensable de tenir compte des chocs que nous supposons purement élastiques tant que v est inférieur à v_i . Nous admettons, en outre, que la formule donnant la mobilité des électrons est applicable, c'est-à-dire que le nombre de chocs électrons-molécules, durant le temps t_1 , est assez grand.

L'équation (3) (p. 6) doit alors s'écrire, en tenant compte de la variation de l'énergie cinétique de l'électron,

$$0,85 \frac{le^2}{m\nu} E^2 = \eta \frac{m\nu^2}{l} + m\nu \frac{d\nu}{dt},$$

soit

$$l \frac{d\nu}{dt} + \eta \nu^2 = 0,85 \frac{l^2 e^2 E^2}{m^2 \nu^2} = 2,5 \cdot 10^{20} \frac{l^2 E^2}{\nu^2} = \frac{k^2}{\nu^2}$$

$$(k^2 = 2,5 \cdot 10^{20} l^2 E^2);$$

d'où

$$(31) \quad t_1 = \int_0^{v_i} \frac{l \nu^2 d\nu}{k^2 - \eta \nu^4} = \frac{l}{\eta} \int_0^{v_i} \frac{\nu^2 d\nu}{\nu_f^2 - \nu^4}.$$

Notons immédiatement que la vitesse maximum susceptible d'être atteinte dans ces conditions est donnée, pour l'He où $\eta = 1,8 \cdot 10^{-4}$, par

$$\nu_f^4 = \frac{k^2}{\eta} = 1,4 \cdot 10^{24} l^2 E^2,$$

et que le problème n'a de sens que si $v_i < v_f$, soit $El > 0,57$ ($E > 57$ pour $l = 10^{-2}$).

a) Si le champ est assez intense pour que l'on puisse négliger ν au regard de ν_f , on pourra écrire

$$(32) \quad t_1 = \frac{l}{k^2} \int_0^{v_i} \nu^2 d\nu = \frac{l \nu_i^3}{3 k^2} \approx \frac{7}{3 l^2} \mu s.$$

Pour

$$l = 10^{-2} \quad \text{et} \quad E = 170,$$

on a

$$\nu_i^4 = 0,1 \nu_f^4 \quad \text{et} \quad t_1 = 0,8 \cdot 10^{-8} \text{ sec.}$$

b) Si le champ est moins intense, il faut intégrer (31), ce qui donne

$$(33) \quad \frac{2\eta \nu_f}{l} t_1 = \ln \left(\frac{\nu_f + \nu_i}{\nu_f - \nu_i} \right) - \arctg \frac{\nu_i}{\nu_f}.$$

Le calcul numérique fournit, pour $E = 70$ V/cm, $t_1 = 0,2 \mu s$, contre $0,05 \mu s$ par le calcul précédent, et $0,002$ en négligeant les chocs. On voit donc, en faisant intervenir la perte d'énergie par collisions, que t_1 peut augmenter indéfiniment si la valeur du champ tend vers le minimum susceptible d'exciter le gaz. C'est seulement de cette façon que l'on peut expliquer les longues périodes d'amorçage que j'ai observées. Le fait que le champ est alternatif ne modifie pas en effet l'ordre de grandeur des résultats, comme nous allons le voir.

Cas d'un champ alternatif. — Dans le vide, la vitesse maximum des électrons étant $eE/m\omega$, ne sera supérieure à v_i que si l'on a $(E/\varphi) > (2\pi m v_i/e)$, soit environ 10^{-6} . L'amplitude du mouvement de l'électron, $2eE/m\omega^2 \approx 10^{14} E/\varphi^2$, sera donc supérieure à $10^8/\varphi$,

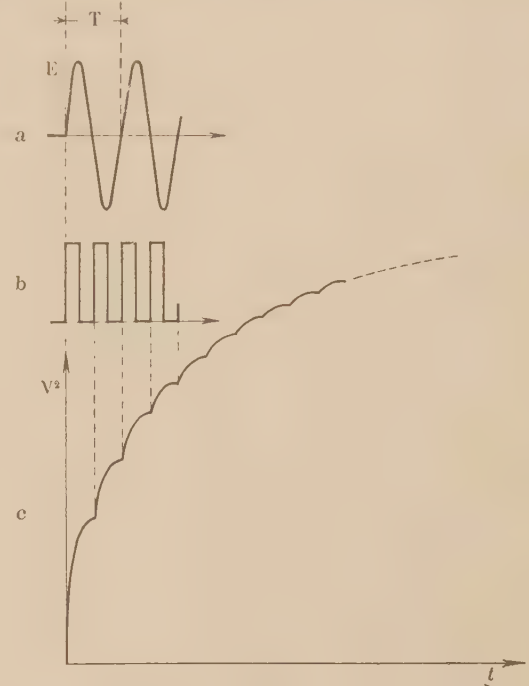


Fig. 19.

de sorte que, dans l'hélium sous 7 mm, ce mécanisme d'ionisation ne sera possible que si

$$\varphi > \frac{10^8}{l} = 10^{10}, \quad \text{d'où} \quad E > 10^4.$$

Ces conditions, d'ailleurs difficilement réalisables, diffèrent sensiblement de celles de nos expériences. Il est donc indispensable de tenir compte des chocs, ce qui rend malheureusement le calcul inextricable.

Toutefois, si la période du champ est assez grande par rapport au temps d'établissement de la décharge que l'on peut calculer pour un champ continu de même intensité (par exemple, $\varphi < 1$ Mc/sec pour $E > 100$), la vitesse électronique sera continuellement égale à la vitesse limite correspondant à l'intensité instantanée du champ et suivra donc sans retard ses variations.

Si, au contraire, cette période est très-petite ($\varphi \gg 10$ Mc/sec), ce qui est le cas ici, on peut se rendre compte intuitivement que l'on doit doubler, au moins, le temps d'établissement correspondant à l'action d'un champ continu de même intensité maximum. L'on peut, en effet, remplacer le champ sinusoïdal par le champ modulé en *tout ou rien* de la figure 19b (l'énergie électronique isotrope étant indifférente au sens du champ), et l'on constate (cf. § III) que les pertes de vitesse pendant les périodes de champ nul sont très-faibles ($\Delta v/v = \eta \nu / 4 \varphi l < 10^6/\varphi$). On voit

en outre que l'énergie électronique limite est celle qui correspond à la valeur maximum du champ, et non à sa valeur efficace $E/\sqrt{2}$, et qu'elle est faiblement modulée (environ 1 % à 100 Mc/sec) par le champ, à une fréquence double de la sienne; ce que nous résumons sur la figure 19c, qui représente l'allure

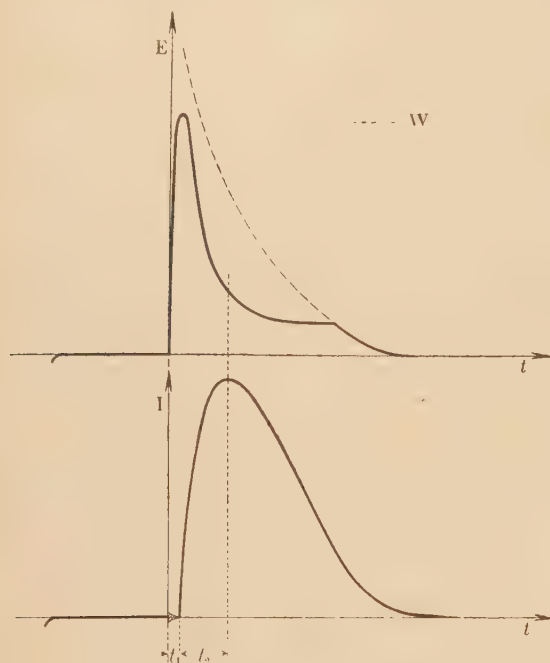


Fig. 20.

des variations de l'énergie électronique à partir du moment où l'on applique le champ. On en déduit que le calcul du chapitre I (p. 6) doit être modifié, dans ce cas, pour tenir compte de ce que, lorsque l'état stationnaire est atteint, la vitesse reste à peu près constante et égale à $(\sqrt{0,85} eEl/\eta m)^{1/2}$. On a, par suite,

$$\omega = 0,85 \left(\frac{\eta}{0,85} \right)^{1/4} \left(\frac{eEl}{m} \right)^{1/2} \cos \omega t$$

et

$$d_1 = \int_{-\pi/2\omega}^{\pi/2\omega} \omega dt = 0,27 \eta^{1/4} \left(\frac{eEl}{m\varphi^2} \right)^{1/2}.$$

La différence n'excède pas 20 %.

On voit ainsi que l'on peut obtenir des valeurs de t_1 compatibles avec les résultats expérimentaux; mais la confrontation n'est possible qu'en opérant avec des champs de valeur connue, et demeurant constants durant tout l'amorçage.

b) Chocs non élastiques; croissance de la densité ionique. — Lorsque commencent les chocs non élastiques et l'ionisation, la consommation d'énergie dans la décharge croît brusquement, en même temps que l'émission lumineuse. Lorsque l'excitation est assez intense, et surtout assez longue (4 ou 5 μ s), grâce à l'emploi d'un condensateur on constate qu'alors que

la puissance fournie par l'oscillateur décroît exponentiellement, le champ décroît brusquement, puis se maintient à une valeur constante jusqu'au moment où l'énergie fournie au gaz devient insuffisante (fig. 20). Ce palier correspond au champ $(E_d)_m$, défini et calculé dans les deux premiers chapitres (équilibre ionisation-diffusion), durant lequel l'énergie des électrons reste constante, tandis que leur nombre décroît, ainsi que l'émission lumineuse. Lorsque l'excitation est réduite, la durée de cet équilibre diminue rapidement et le palier disparaît. Malheureusement le calcul, même très-approximatif, de ce qui se passe lorsque la densité ionique N varie, quand bien même le champ resterait constant, ce qui n'est pas le cas ici, nous semble impraticable (cf. p. 22).

III. — EXTINCTION DE LA DÉCHARGE.

A) Résultats expérimentaux.

De même que l'établissement de la décharge n'est pas instantané, son extinction ne suit pas immédiatement la fin de l'excitation, et le phénomène est d'autant plus frappant, dans le cas des gaz rares purs en particulier, que l'on constate que l'émission lumineuse, après avoir décroît pendant un temps t_3 , recommence à croître pendant un temps t_4 , passe par un maximum, et diminue enfin lentement (fig. 21).

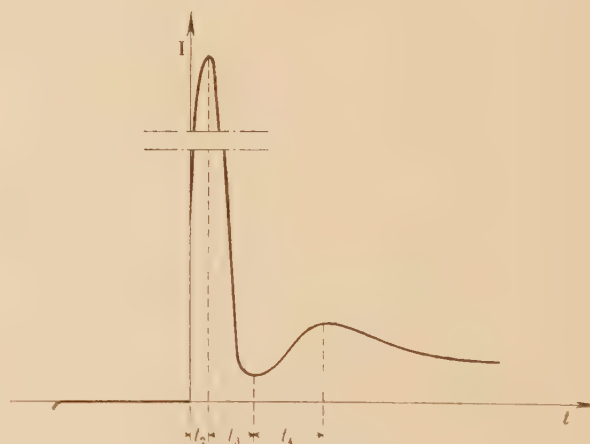


Fig. 21.

A. Les résultats les plus intéressants sont ceux que j'ai obtenus [68] avec des tubes remplis de néon sous différentes pressions. Les courbes correspondantes, $I = f(t)$, sont reproduites sur la figure 22; elles montrent une variation de l'ensemble de la post-lueur (t_3 et t_4), sinon proportionnelle au l. p. m., tout au moins régulière et de même sens que lui, pour une même valeur de l'excitation. Mais l'augmentation de cette dernière, dans les limites de possibilité de l'appareil, n'entraîne qu'une faible diminution de $t_3 + t_4$. Lorsque la pression est voisine de 1 cm de Hg (le gaz ne pouvait être excité

sous des pressions supérieures), le maximum de la post-lueur est très-rapproché de l'éclair ($t_3 + t_4 = 3$ ou $4 \mu s$), et il peut passer inaperçu si le balayage est trop rapide, d'autant plus que le minimum est peu marqué. Si, au contraire, la pression est inférieure à 3 ou 4 dixièmes de millimètre, l'ionisation du gaz diminue beaucoup, le maximum devient très-faible et très-étalé, et paraît

malheureusement inconnues. L'analyse spectrale ne révélait pas d'impuretés, et les courbes $I = f(t)$ présentaient également un maximum, bien défini, comme le néon, quoique très-faible et très-rapproché dans l'azote. Ce maximum existe également pour les *veilleuses à néon* du commerce, qui renferment ces deux gaz comme impuretés. KENTY avait d'ailleurs signalé,

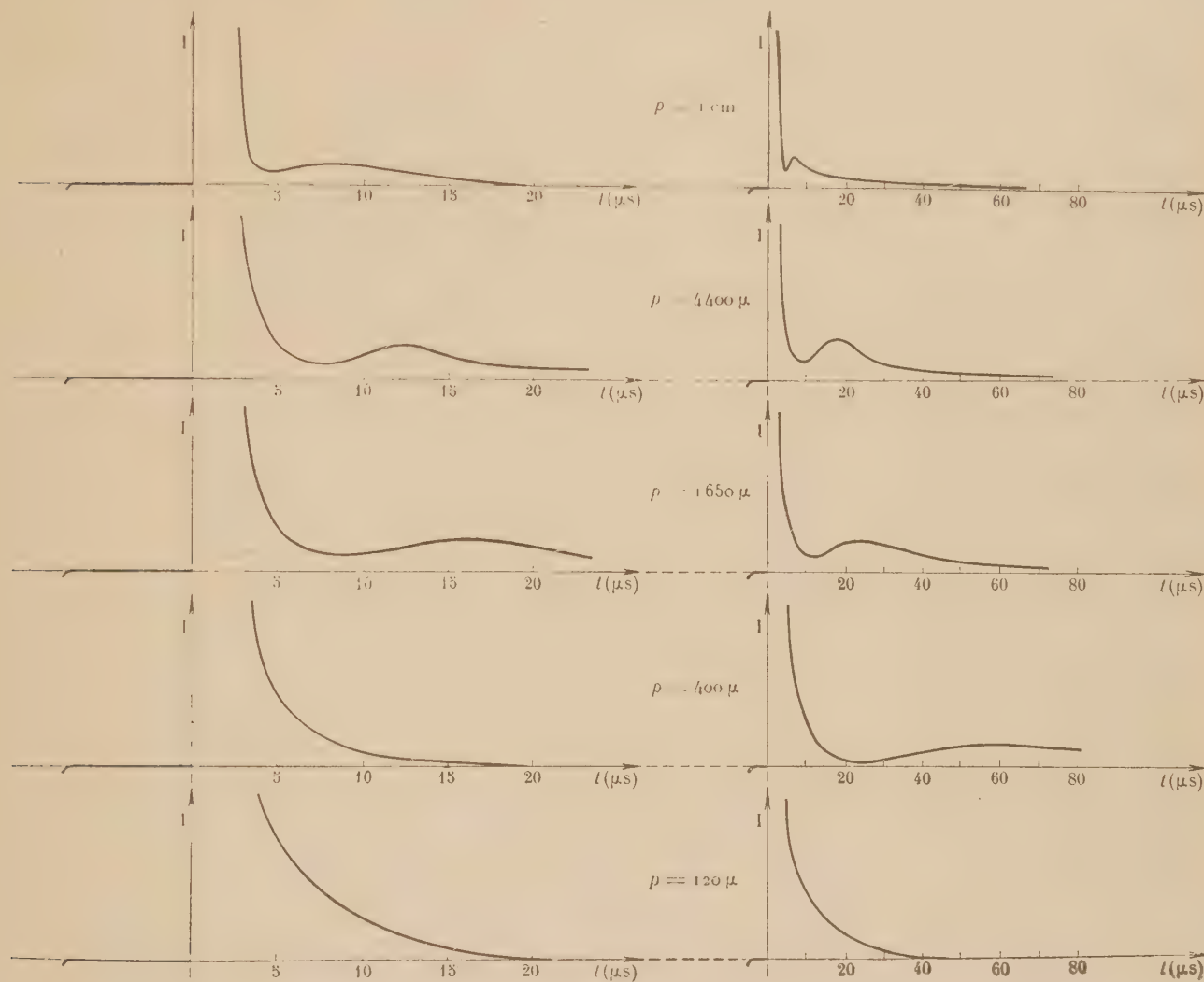


Fig. 22.

se produire après une période d'extinction totale. Vers $100 \mu s$, on ne peut plus le déceler avec mon récepteur.

Avec l'hélium, que l'on peut exciter sous des pressions plus élevées que le néon, surgit malheureusement une complication. J'ai en effet constaté [69], aux pressions supérieures à quelques millimètres, la présence d'un spectre de bandes intense qui doit être attribué à la molécule instable He_2 [70]. Cependant il existe un maximum très-net dans tous les cas, mais dont l'abscisse dépend beaucoup de l'excitation (2 à $20 \mu s$), surtout aux fortes pressions, ainsi d'ailleurs que JOHNSON, MAC CLURE & HOLT [71] l'ont signalé récemment.

J'ai pu en outre étudier quelques tubes renfermant, soit de l'argon, soit de l'azote, sous des pressions

il y a plus de vingt ans [72], que la luminescence de l'argon (arc continu sous 15 V interrompu par un commutateur tournant) ne commençait qu'un certain temps après la fin de l'excitation du gaz.

Je mentionne enfin que j'ai pu exciter, non sans difficultés, un tube à électrodes internes rempli, dans le laboratoire de M. LAPORTE, de xénon sous 30 mm, pression trop élevée pour que mon dispositif puisse donner une excitation homogène du gaz. L'émission lumineuse, blanchâtre et formée de *filaments* se propageant dans le tube à partir des électrodes, comprenait, outre une cinquantaine de raies du premier ordre, d'après la nomenclature de MEGGERS, DE BRUIN & HUMPHREYS [73], un léger *fond* continu, mais l'on n'observe pas de maximum dans la post-lueur.

B. J'ai constaté deux ou trois fois que des tubes, initialement remplis de gaz rares purs, et dont la post-lueur présentait un maximum net, perdaient peu à peu cette propriété, l'intensité lumineuse décroissant alors régulièrement à partir de la fin de l'excitation. La spectrographie révèle, dans ce cas, la présence d'un spectre de bandes étendu, mais assez faible, dont une grande partie au moins doit être attribuée à l'oxyde de carbone. Il semble, en outre, que des quantités plus importantes de ce gaz peuvent s'introduire quand l'on sépare le tube de la canalisation.

De plus, bien que les mêmes soins fussent apportés au remplissage de tous les tubes, j'ai eu de grandes difficultés à obtenir de l'hélium pur. J'observais toujours un spectre parasite intense se composant de bandes et de quelques raies, qui semble appartenir en majeure partie à l'oxygène. Dans ces conditions l'on n'observe pas de traces de CO (dont le potentiel d'ionisation, 14 V, est supérieur à celui de O, 13,6 V, et de O₂, 12,5 V). Les tubes d'hélium préparés par GRIVET [59] présentaient d'ailleurs le même spectre. J'ai dû, pour obtenir ce gaz pur, enfermer dans mes tubes un peu de charbon actif. Il n'y a même pas besoin de le refroidir par l'air liquide. Si la pression est assez forte, on observe alors le spectre de bandes de l'He₂, dont la présence de traces de CO ou d'O₂ empêche la formation; si ensuite on diminue la pression en refroidissant le charbon, on constate la disparition progressive du spectre de l'He₂.

L'origine de cet oxygène, alors que l'on n'observe ni azote ni hydrogène, gaz qui l'accompagnent habituellement (mais dont, il est vrai, les potentiels d'ionisation sont supérieurs au sien), est assez mystérieuse. On se demande pourquoi, s'il existait dans le gaz fourni par « L'Air liquide », il n'aurait pas été éliminé par les pièges placés sur la canalisation, et, s'il se forme après coup, pourquoi il n'apparaît pas dans les tubes à néon. De toutes façons, il supprime tout maximum dans la post-lueur, laissant juste subsister parfois une légère discontinuité dans la pente de la courbe I_(t).

Influence des tubes capillaires. — Lorsque le l. p. m. des électrons n'est plus négligeable par rapport à la distance des parois, ce qui est le cas dans les capillaires de 0,5 ou 1 mm de diamètre, pour les pressions de l'ordre du millimètre de mercure, l'on observe toujours une réduction relative considérable de l'importance de la post-lueur, dont le maximum disparaît généralement. Lorsque le gaz contient des impuretés (en particulier O₂), on constate que le capillaire n'émet que le spectre du gaz rare pur. Enfin, s'il s'agit d'hélium à pression assez élevée pour donner un spectre de bandes, le capillaire n'émet que le spectre

de raies. L'émission de spectres de bandes *parasites* semble donc avoir lieu surtout pendant la post-lueur, et être liée à la nécessité, pour les électrons, de se mouvoir librement dans le gaz.

Emploi d'un condensateur. — Lorsque la fin de l'excitation ne peut plus être considérée comme instantanée, ce qui est le cas si l'on utilise un condensateur au lieu d'une ligne artificielle, la forme de l'émission lumineuse $I = f(t)$ dépend beaucoup plus de l'intensité de l'excitation. L'on observe, selon les cas, la disparition du maximum de la post-lueur, ou la croissance de $t_3 + t_4$ (cf. fig. 6), consécutive à l'augmentation des durées de la décharge et de la décroissance ultérieure de l'énergie électronique. C'est pourquoi je ne ferai pas mention de ces résultats.

B) Interprétation.

a) *Diminution de l'énergie électronique.* — Lorsque l'on supprime le champ électrique, s'il suffit de 2 ou 3 chocs (10^{-9} s pour $p = 1$ mm), pour détruire toute trace de mouvement ordonné des électrons (cf. p. 23), leur énergie ne diminue que lentement, surtout dans le cas des gaz rares; car, dès qu'elle est inférieure à celle du premier niveau d'excitation, les électrons ne subissent généralement plus que des chocs élastiques sur des molécules non excitées, durant lesquels la perte d'énergie est très-faible; elle est maximum pour l'He, avec $\eta = 1,8 \cdot 10^{-4}$.

Si l'on tient compte de ce que la vitesse d'agitation thermique des électrons $v_0 = 1,2 \cdot 10^7$, ainsi que celle des molécules, ne sont plus négligeables aux faibles températures électroniques, on voit que la formule 2 (p. 6) doit s'écrire

$$\frac{\Delta w}{w} = 2\eta \left(1 - \frac{v_0^2}{v^2} \right),$$

de sorte que l'on a

$$\frac{dw}{w} = -2\eta \left(1 - \frac{v_0^2}{v^2} \right) \frac{v}{l} dt,$$

soit

$$\frac{-dv}{v^2 - v_0^2} = \frac{\eta}{l} dt$$

et, en intégrant,

$$\ln C \frac{v + v_0}{v - v_0} = 2\eta \frac{v_0}{l} t = ht$$

(on pose $h = \frac{2\eta v_0}{l}$).

On a donc, finalement,

$$(34) \quad v = v_0 \frac{e^{ht} + C}{e^{ht} - C}.$$

Dans le néon, pour $t = 0$, on a

$$v = v_i = 2,4 \cdot 10^8,$$

d'où

$$C = \frac{\nu_i - \nu_0}{\nu_i + \nu_0} \neq 1 - \frac{2\nu_0}{\nu_i} = 0,90.$$

Toutefois, si ν/ν_0 reste assez grand, on peut utiliser la formule simplifiée :

$$-\frac{d\nu}{\nu^2} = \frac{\eta}{l} dl.$$

d'où

$$(35) \quad \frac{1}{\nu} = \frac{1}{\nu_i} + \frac{\eta}{l} t = \frac{1}{\nu_i} \left(1 + \frac{h\nu_i}{2\nu_0} t \right).$$

Le temps nécessaire pour que la vitesse décroisse de ν_i à $2\nu_0$ est, respectivement, d'après ces deux formules et pour le néon sous 1 mm de pression ($h = 1,6 \cdot 10^4$) 62 μ s ($\epsilon^{th} = 3C = 2,70$, d'où $ht \neq 1$) et 56 μ s ($1 - 2\nu_0/\nu_i = ht = 0,90$). La différence n'excède donc pas 10 % jusqu'à ce moment.

Réexcitation des états métastables. — Si un électron rencontre un atome à l'état métastable, ce qui n'arrive pas plus d'une fois sur 10^4 ou 10^5 , il pourra le réexciter si son énergie est suffisante [environ 2 eV (cf. § I), d'où $\nu > 8,5 \cdot 10^7 \neq 7\nu_0$]. Il en résulte qu'indépendamment de l'émission lumineuse qui pourrait accompagner le retour à l'état fondamental des états métastables, et que nous ne pourrions d'ailleurs percevoir (ultraviolet lointain), il existera une prolongation de l'émission lumineuse, qui ne cessera pas en même temps que le champ, mais décroîtra lentement, en même temps que l'énergie électronique, avec une vitesse qui dépend de la pression.

Cela suppose évidemment que la durée de vie des états métastables est assez grande pour permettre ce mécanisme; elle est en effet, d'après PIKE [74], égale à $10^{-3}/p$ sec, pour l'état $^3P_2(M_1)$ du néon, alors que l'énergie électronique devient insuffisante pour $t > t'$, t' étant donné par l'équation (35) où l'on fait $\nu \equiv 7\nu_0$: $1 - 7\nu_0/\nu_i = 7/2 ht'$, d'où $ht' = 0,21$. Ce temps est inversement proportionnel à la pression ($t'p = 12 \mu$ s pour le Ne) et en bon accord avec les résultats expérimentaux. On voit, en effet, sur la figure 6, que l'abscisse du minimum de l'émission lumineuse (t_3) varie entre 1,5 μ s, pour $p = 1$ cm, et 25 μ s, pour $p = 0,4$ mm. Les atomes métastables qui subsistent encore dans le gaz, passé ce temps, ne peuvent plus disparaître que par une transition *interdite*.

b) **Disparition des électrons.** — 1) Des trois mécanismes analysés au chapitre I, si le dernier est à exclure dans le cas des gaz rares purs, les deux premiers interviennent simultanément, et, de plus, avec des importances relatives variables, du fait des variations simultanées de la vitesse des électrons (de ν_i à ν_0) et de la densité ionique (de N_i à 0, N_i étant la densité ionique dans la décharge, au moment où le champ s'annule).

Si l'on remplace les coefficients de recombinaison α et de diffusion D_a par leurs valeurs (éq. 5 et 7, ch. I), l'équation qui règle la variation de la densité ionique $N(t)$ à partir du temps $t = 0$ où cesse l'excitation (que l'on peut généralement confondre sans erreur appréciable avec celui du maximum de l'émission lumineuse), est la suivante :

$$(36) \quad \frac{dN}{dt} = -a \frac{N^2}{\nu} - \frac{D^+}{\Lambda^2} \left(1 + \frac{\nu^2}{\nu_0^2} \right) N,$$

dans laquelle ν doit être remplacé par sa valeur tirée de (34).

D'autre part, l'émission lumineuse est proportionnelle, au delà de t_3 , au nombre d'ions qui disparaissent par recombinaison :

$$(37) \quad I = \alpha N^2.$$

Dans cette équation, N doit être remplacée par sa valeur tirée de (36).

Étant donné qu'au début de la post-lueur, $\alpha = a/\nu$ croît, on peut se rendre compte intuitivement que, si cette augmentation n'est pas compensée par une diminution trop rapide de N , l'intensité lumineuse doit commencer par croître, passer par un maximum, puis décroître jusqu'à ce que $N = 0$. C'est d'ailleurs le seul mécanisme susceptible d'expliquer la forme des courbes $I = f(t)$ que j'ai observées. Nous allons essayer de le préciser dans les calculs qui vont suivre.

Si l'on pose

$$b = \frac{D^+}{\Lambda^2}, \quad c = \frac{\eta}{l} \quad \text{et} \quad y = \frac{1}{N},$$

et, si l'on passe à la variable $x = \nu/\nu_0$, l'équation (36) s'écrit

$$(38) \quad c\nu_0^2(x^2 - 1) \frac{dy}{dx} + b\nu_0^2(x^2 + 1)y + \frac{a}{x} = 0,$$

L'équation *sans deuxième membre* est celle que l'on obtient en négligeant la recombinaison; elle s'intègre en donnant

$$y = K \exp \left[-\frac{b}{c\nu_0} \left(x + \ln \frac{x-1}{x+1} \right) \right],$$

d'où

$$(39) \quad N = N_i \exp \left[-\frac{b}{c\nu_0} \left(20 - x + \ln \frac{19(x+1)}{21(x-1)} \right) \right].$$

Mais la quadrature nécessaire à la résolution de l'équation complète ne s'effectue pas au moyen de fonctions connues, de sorte que je me bornerai aux cas où l'on peut négliger les pertes par diffusion, $P_d = (dN/Ndt)_{a=0}$, au regard des pertes par recombinaison, $P_r = (dN/Ndt)_{b=0}$, pendant le début de la post-lueur ($t < t_3 + t_4$). Cela n'implique d'ailleurs pas que la recombinaison soit prédominante pendant la décharge. On a, en effet,

$$\frac{P_d}{P_r} = \frac{D^+ \frac{1}{\Lambda^2}}{a \frac{1}{\Lambda^2}} \frac{\nu(\nu^2 + \nu_0^2)}{N\nu_0^3}.$$

de sorte que si N varie peu, ce rapport est 4000 fois plus grand pendant la décharge que lors de l'équilibre thermique.

L'équation (38), où l'on pose $b = 0$, s'intègre alors en donnant

$$y - y_0 = \frac{a}{2c\nu_0^2} \ln \frac{x^2}{x^2 - 1};$$

d'où

$$(40) \quad y = \frac{1}{N} = \frac{1}{N_i} + \frac{a}{2c\nu_0^2} \left(\ln \frac{x^2}{x^2 - 1} - \ln \frac{x_i^2}{x_i^2 - 1} \right) \\ = \frac{1}{N_i} + \frac{a}{2c\nu_0^2} \left(\ln \frac{x^2}{x^2 - 1} - \frac{1}{400} \right).$$

L'intensité lumineuse est fonction du temps, par l'intermédiaire de x :

$$I = \alpha N^2 = \frac{a}{\nu_0} (xy^2)^{-1};$$

x et t variant en sens inverse, $\partial I / \partial t$ est du signe opposé à $\partial I / \partial x$, c'est-à-dire de celui de $\partial(I^{-1}) / \partial x$, ou de

$$2xy' + y = \frac{1}{N_i} + \frac{a}{2c\nu_0^2} \left(\ln \frac{x^2}{x^2 - 1} - \frac{1}{400} - \frac{4}{x^2 - 1} \right) \\ = \frac{a}{2c\nu_0^2} (z_1 - z_2),$$

avec

$$z_1 = \ln \frac{x^2}{x^2 - 1} = \ln \left(1 + \frac{1}{x^2 - 1} \right), \\ z_2 = \frac{4}{x^2 - 1} + \frac{1}{400} - \frac{2c\nu_0^2}{aN_i}.$$

Lorsque x décroît de $x_1 = 20$ à $x_0 = 1$, z_1 croît de $1/400$ à $+\infty$, z_2 croît de $1/80 - 2c\nu_0^2/aN_i$ à $+\infty$, de sorte que si $z_1 - z_2$ est initialement positif, c'est-à-dire si

$$(41) \quad N_i < \frac{200c\nu_0^2}{a},$$

il s'annulera, puis deviendra négatif; l'intensité lumineuse croîtra, passera par un maximum et décroîtra. A une pression donnée, le maximum sera d'autant plus éloigné que la densité ionique initiale sera faible. La mesure de son abscisse ($t_3 + t_4$) pourra servir à déterminer approximativement N_i dans des circonstances où les autres procédés, d'ailleurs rares, ne semblent pas susceptibles de donner de meilleurs résultats. Les méthodes de sondes [75], qui paraissent suspectes en cas de mesures intermittentes (éclairs), ne sont de plus utilisables qu'en courant continu (nécessité d'une électrode de référence); celles de *déplacement de fréquence*, utilisées par BIONDI & BROWN [21] semblent difficilement applicables pendant l'excitation; elles ne permettent d'ailleurs de mesurer que des densités ioniques inférieures à 10^{10} .

Il reste à préciser numériquement les conditions dans lesquelles ces conclusions sont valables. Considérons le cas du néon à la pression p mm de Hg.

On a

$$\nu_i = 20\nu_0 = 2,4 \cdot 10^8, \quad \gamma_i = 0,36 \cdot 10^{-4}, \\ l = \frac{540}{p} 10^{-4}, \quad c = 0,66 \cdot 10^{-3} p.$$

Il existe deux valeurs, en assez bon accord, du coefficient de recombinaison $\alpha_0 = a/\nu_0$: $2,0 \cdot 10^6$, d'après BIONDI & BROWN [13]; $1,1 \cdot 10^7$, d'après HOLT [64]; nous prendrons la moyenne, d'où $a = 1,25$. Le coefficient de diffusion ambipolaire a été déterminé par BIONDI [76]:

$$D_a p = 115, \quad \text{pour } \nu = \nu_0,$$

d'où

$$D^+ = \frac{D_a}{2} \neq \frac{60}{p} \quad \left(b = \frac{60}{p\Lambda^2} \right).$$

Supposons enfin, afin d'économiser les calculs, que l'on observe le maximum de la post-lueur au bout d'un temps $t_3 + t_4 = 35/p$ μ s, ce qui est une moyenne de mes résultats (fig. 22). On déduit de (34) la valeur correspondante de x ($x = 3$), et de la condition $z_1 = z_2$ la densité ionique: $N_i = 4 \cdot 10^{12} p$.

L'équation (40) permet alors de calculer les pertes par recombinaison pendant le temps $t_3 + t_4$, soit $0,25 N_i$. Les pertes par diffusion, en l'absence de recombinaison pendant le même temps, sont données par (39). Si l'on pose

$$d = \frac{b}{c\nu_0} = 75 \cdot 10^{-4} p^{-2} \Lambda^{-2};$$

elles ont pour expression ($x = 3$): $P_d = N_i(1 - \varepsilon^{-17,5d})$. Dans l'hypothèse où elles sont négligeables au regard des précédentes, c'est-à-dire inférieures à quelques centièmes de N_i , on pourra écrire $P_d = 17,5 d N_i$. Cette hypothèse se traduira, par exemple, par

$$d < 2 \cdot 10^{-3}, \quad \text{d'où } p^2 \Lambda^2 > 4.$$

La dimension caractéristique du tube est donnée [21], pour un cylindre de rayon R et de hauteur H , par

$$\frac{1}{\Lambda^2} = \left(\frac{\pi}{H} \right)^2 + \left(\frac{2,40}{R} \right)^2.$$

Avec mes tubes ($R = 1,5$; $H = 4$) on a $\Lambda^2 = 0,3$. On en déduit que la diffusion est négligeable avec les hypothèses faites seulement pour $p > 4$ mm environ, et que, dans les tubes où la pression est de 4,4 et de 10 mm, la densité ionique, à la fin de l'excitation, est respectivement $2 \cdot 10^{12}$ et $4 \cdot 10^{12}$, avec une précision qui ne peut guère dépasser 50%, à cause de l'incertitude sur la valeur de α en particulier. Ces chiffres ne semblent pas incompatibles avec ceux que l'on peut trouver dans la littérature, et montrent que la proportion de molécules ionisées est de l'ordre de 10^{-5} . On ne peut calculer N_i à plus basse pression, sans intégrer l'équation complète, qu'en opérant avec des tubes plus grands.

Enfin, lorsque la vitesse des électrons est devenue constante ($v = v_0$), l'équation (36) s'écrit

$$\frac{dN}{dt} = -\alpha_0 N^2 - 2bN, \quad \text{soit} \quad \frac{dx}{dy} = 2by + x_0.$$

L'intégration est immédiate et donne

$$\left(y + \frac{x_0}{2b}\right) = \left(y_1 + \frac{x_0}{2b}\right)e^{-2by};$$

d'où, en posant $1/2b = \tau_0$,

$$\frac{N}{1 + \alpha_0 \tau_0 N} = \frac{N_1}{1 + \alpha_0 \tau_0 N_1} \exp\left(-\frac{t}{\tau_0}\right).$$

A mesure que le temps passe, N diminuant, la diffusion l'emporte de nouveau sur la recombinaison, de sorte que la désionisation finale s'effectue avec la constante de temps

$$\tau_0 = \frac{1}{2b} = \frac{p\Lambda^2}{120} = 2500p \mu s, \quad \text{pour} \quad \Lambda^2 = 0,3.$$

On voit qu'elle est extrêmement lente. Si la densité initiale est $N_1 = 10^{-12}$, il reste encore, 20000 μs après la fin d'un éclair, c'est-à-dire au début du suivant, plus de 10^8 électrons par cm^3 . On s'explique ainsi que ces éclairs n'aient aucun mal à se succéder identiquement à eux-mêmes.

2) Le fait que la densité ionique, à la fin de la décharge dans le néon (et l'argon), paraît ne dépendre que peu de l'excitation, ne serait surprenant que si, pendant le temps que met le champ à s'annuler, la densité ionique conservait la valeur maximum atteinte pendant l'excitation.

Or justement c'est aux plus fortes densités ioniques, où la recombinaison joue le principal rôle dans la désionisation, que N suit le plus fidèlement la diminution de la puissance fournie ($dN/dt = -\alpha N^2$); mais, à mesure que N diminue, la désionisation se ralentit et deviendrait même infiniment lente si la diffusion n'intervenait pas. La densité ionique N_1 dépend donc assez peu de l'excitation préalable, lorsque celle-ci est intense (*cf.* fig. 23). Elle semble d'ailleurs, d'après mes mesures, être approximativement proportionnelle à la pression, ce qui est plus difficile à interpréter.

Il faut noter, en outre, que, par suite de la brièveté de l'éclair, il n'existe jamais d'état stationnaire dans ces décharges; la densité ionique ne correspond jamais à celle que la puissance fournie à chaque instant permettrait d'entretenir. Enfin, N n'est proportionnelle à la puissance que si la désionisation n'est imputable qu'à la diffusion. Si la recombinaison prédomine, N n'est proportionnelle qu'à sa racine carrée (dans ce cas, la vie moyenne θ des ions est inversement proportionnelle à leur densité, de sorte que la quantité $N\theta$ reste constante).

Cas de l'hélium. — Si la pression de ce gaz est assez élevée, on observe, essentiellement pendant la post-lueur, le spectre de bandes de l' He_2 , dont l'intensité finit par surpasser celle de l' He , ainsi que cela a été signalé par MAC CALLUM & WISS [77]. D'après ARNOT & MAC EWEN [78], il se formerait un ion He_2^+ et un électron lors du choc d'un atome non excité et d'un atome

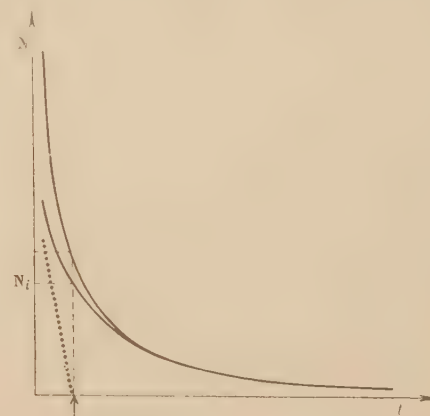


Fig. 23.

— intensité lumineuse; excitation électrique.

métastable, et la recombinaison ultérieure de la molécule He_2 (qui, instable, doit se dissocier rapidement) s'accompagnerait de l'émission de son spectre de bandes. On explique ainsi que la durée de ce spectre est au moins celle de l'état métastable 3S . Ce mécanisme est favorisé par l'accroissement de la pression, qui augmente le nombre de chocs et la stabilité de l' He_2 , et gêné par les parois. L'émission lumineuse de la post-lueur provient de la superposition du spectre de recombinaison de l' He^+ (qui présente un maximum, comme le prouvent d'ailleurs les expériences à basse pression), et de celui de l' He_2 , qu'il est bien plus difficile d'analyser, car il y a simultanément formation et destruction d'ions d' He_2^+ .

HERMAN [63] et JOHNSON, MAC CLURE & HOLT [71] ont proposé d'autres modes de formation de l' He_2^+ (essentiellement, le choc d'un atome ionisé et d'un atome métastable), mais il ne paraît, en tout cas, pas possible d'interpréter le maximum de la post-lueur sans tenir compte de la variation du coefficient de recombinaison, comme l'ont fait les derniers auteurs.

Lorsque la concentration ionique N_1 est trop forte, on n'observe pas de maximum (*cf.* éq. 41). C'est probablement ce qui se passe dans le tube à xénon que j'ai étudié, où la pression est relativement très-élevée, et où il y a un léger spectre continu. La présence de ce dernier semble en effet prouver que l'ionisation est considérable et la recombinaison, par suite, très-importante (d'ailleurs, d'une part le coefficient de recombinaison semble croître avec le volume de l'ion : $1,7 \cdot 10^{-8}$, pour He; $3 \cdot 10^{-7}$, pour Ar; $6 \cdot 10^{-7}$, pour Kr et $2 \cdot 10^{-6}$ pour Xe, d'après RICHARDSON [79];

d'autre part la vitesse des électrons, pendant l'excitation, est 6 fois plus faible dans le Xe que dans l'He).

L'augmentation relative considérable de la désionisation par diffusion (1000 fois environ avec les tubes que j'ai utilisés) explique l'action des capillaires. Le maximum de la post-lueur dû à la recombinaison se trouve alors noyé. Enfin, lorsqu'il existe, dans le gaz, des impuretés susceptibles de capter les électrons (CO, O²), la disparition de ces derniers s'effectue beaucoup plus rapidement par la neutralisation d'ions de signes opposés et de vitesse sensiblement thermique, et donne lieu à l'émission du spectre de bandes de l'impureté, soit par recombinaison, soit par réexcitation (elle peut d'ailleurs encore s'ioniser, pendant la post-lueur, par choc de deuxième espèce). La non-émission relative de ces spectres, pendant la décharge, tient probablement uniquement à la différence des concentrations.

CONCLUSION

J'espère avoir contribué, au cours de ce travail, à apporter quelque clarté dans ce sujet, vaste et complexe, de la décharge électrique dans les gaz, principalement dans le domaine U.-H.-F., où le rôle des parois est réduit au minimum, et dont j'ai précisé les limites, et analysé les mécanismes caractéristiques. J'en ai déduit des indications qualitatives sur les variations du potentiel explosif en haute-fréquence, en fonction de la pression, des dimensions du tube, etc.

Les calculs théoriques, quoique encore bien insuffisants, en particulier en ce qui concerne les phéno-

mènes transitoires, sont néanmoins longs et fastidieux, et la multiplicité des paramètres les rend difficiles à suivre. Je crois malheureusement impossible de les simplifier davantage.

Les manipulations n'ont porté que sur l'étude des états *non stationnaires* de la décharge (éclairs). Elles ont nécessité la mise au point d'un appareillage spécial (générateur et récepteur), et la préparation de sources lumineuses constituées par des tubes sans électrodes remplis de gaz rares sous faible pression, dont on contrôlait la pureté en spectrographiant la lumière émise.

Ce travail expérimental a été grandement facilité par la suppression de l'indéterminisme qui accompagne trop souvent l'amorçage des décharges. En provoquant des éclairs assez rapprochés pour que la désionisation du gaz n'ait pas le temps de s'achever, on constate qu'à une excitation identique correspondent des éclairs identiques, et il est possible d'interpréter la forme des courbes donnant le champ électrique ou l'intensité lumineuse en fonction du temps. L'étude de la période d'extinction de la décharge (post-lueur) a permis de préciser le rôle respectif de la recombinaison, de la diffusion et de la formation d'ions négatifs dans la désionisation et l'émission lumineuse du gaz, et a fourni un moyen de déterminer la concentration ionique à la fin de l'excitation électrique. Toutefois de nouvelles expériences, faites dans des meilleures conditions, et appuyées si possible de calculs plus précis, seraient indispensables pour parvenir à l'expression de lois physiques plus rigoureuses.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] LORENTZ (H. A.) : *Theory of electrons*, pp. 266-273 (Teubner, Leipzig, 1909).
- [2] LOEB (L. B.) : *Fundamental Processes of Electrical Discharge in Gases*, p. 178 (Wiley, New York, 1939).
- [3] GRAVATH (A. M.) : *Phys. Rev.*, 36, 1930, p. 248.
- [4] LAPORTE (M.) : *Décharge électrique dans les gaz*, p. 65 (A. Colin, Paris, 1948).
- [5] BRODE (R. B.) : *Rev. of Mod. Physics*, 5, 1933, p. 257.
- [6] KIRCHNER (F.) : *Ann. der Physik*, 77, 1925, p. 287.
- [7] CHALONGE (D.) : *Annales de Physique* (11), 4, 1934, p. 123.
- [8] MOHLER (F. L.) : *Phys. Rev.*, 31, 1928, p. 187.
- [9] VOLKRINGER (H.) : *Annales de Physique* (10), 14, 1930, p. 15.
- [10] LAPORTE (M.) : *Les lampes à éclairs lumière blanche* (Gauthier-Villars, Paris, 1949).
- [11] STÜCKELBERG (E. C. G.) & MORSE (P. M.) : *Phys. Rev.*, 36, 1930, p. 16.
- [12] LOEB (L. B.) : *Fundamental Processes of Electrical Discharge in Gases*, pp. 149-159 (Wiley, New York, 1939).
- [13] BIONDI (M. A.) & BROWN (S. C.) : *Phys. Rev.*, 76, 1949, p. 1697.
- [14] KRAMERS (H. A.) : *Phil. Mag.*, 46, 1923, p. 836.
MILNE (E. A.) : *Phil. Mag.*, 47, 1924, p. 209.
MOHLER (F. L.) : *Rev. of Mod. Physics*, 1, 1929, p. 216.
- [15] OPPENHEIMER (J. R.) : *Z. Phys.*, 44, 1927, p. 268 ; *Phys. Rev.*, 31, 1928, p. 349.
- [16] MOHLER (F. L.) & BOEKNER (C.) : *Journal of Res., Bureau of Standard*, 2, 1929, p. 489.
- [17] ZOUCKERMANN (R.) : *Annales de Physique* (11), 13, 1940, p. 78.
- [18] PENNING (F. M.) : *Naturwiss.*, 15, 1927, p. 818.
- [19] KENNARD (E. H.) : *Kinetic Theory of Gases*, p. 187 (McGraw-Hill Book Co, 1938).
- [20] DOSSE (J.) & MIERDEL (G.) : *Der elektrische Strom in Hoch Vakuum und in Gasen*, p. 166 (Teubner, Leipzig, 1945).
- [21] BIONDI (M. A.) & BROWN (S. C.) : *M. I. T. Technical Report*, n° 34 (non publié), 1947.
- [22] BIONDI (M. A.) & BROWN (S. C.) : *Phys. Rev.*, 75, 1949, p. 1700 ; rectificatif dans *Phys. Rev.*, 76, 1949, p. 302.
- [23] CHAPMAN (S.) : *Phil. Trans.*, 217 A, 1917, p. 115.
- [24] DOOTSON (F. W.) : *Phil. Mag.*, 33, 1917, p. 248.
- [25] FÜRTH (R.) : *Proc. Roy. Soc., A*, 179, 1941, p. 461.
- [26] LANGMUIR (I.) & COMPTON (K. T.) : *Rev. of Mod. Physics*, 2, 1930, p. 123.
- [27] MARGENAU (H.), McMILLAN (F. L.), DEARNLEY (I. H.), PEARSALL (C. S.) & MONTGOMERY (C. G.) : *Phys. Rev.*, 70, 1946, p. 349.

- [28] HERLIN (M. A.) & BROWN (S. C.) : *Phys. Rev.*, 71, 1948, p. 291.
 [29] HERLIN (M. A.) & BROWN (S. C.) : *Phys. Rev.*, 74, 1948, p. 910.
 [30] HERLIN (M. A.) & BROWN (S. C.) : *Phys. Rev.*, 74, 1948, p. 1650.
 [31] BAYET (M.) : *C. R. Ac. Sc.*, Paris, 231, 1950, p. 1442.
 [32] GUTTON (H.) : *Annales de Physique* (10), 13, 1930, p. 62.
 [33] CHENOT (M¹¹ M.) : *Annales de Physique* (12), 3, 1948, p. 277.
 [34] ESCLANGON (F.) : *Annales de Physique* (11), 4, 1934, p. 267.
 [35] ROHDE (L.) : *Ann. der Physik* (5), 12, 1932, p. 569.
 [36] LOEB (L. B.) : *Fundamental Processes of Electrical Discharge in Gases*, pp. 441-448 (Wiley, New York, 1939).
 [37] ROGARD (Y.) : *L'Hydrodynamique et la Théorie cinétique des gaz*, pp. 4-7 (Gauthier-Villars, Paris, 1932).
 WILSON (A. H.) : *Theory of Metals*, p. 3 (Cambridge, 1936).
 [38] MORSE (P. M.), ALLIS (W. P.) & LAMAR (E. S.) : *Phys. Rev.*, 48, 1935, p. 412.
 [39] CHAPMAN (S.) & COWLING (T. G.) : *The Mathematical Theory of non uniform Gases*, pp. 346-352 (Cambridge, 1939).
 [39 bis] CHAPMAN (S.) & COWLING (T. G.) : *The Mathematical Theory of non uniform Gases*, pp. 352-354 (Cambridge, 1939).
 [40] MARGENAU (H.) : *Phys. Rev.*, 69, 1946, p. 508.
 [41] MARGENAU (H.) & HARTMAN (L. M.) : *Phys. Rev.*, 73, 1948, p. 309.
 [42] DAVYDOV (B.) : *Physik. Z. der Sowjetunion*, 8, 1935, p. 59.
 [43] DRUYVESTEYN (M. J.) : *Physica*, 10, 1930, p. 69.
 [44] MARGENAU (H.) : *Phys. Rev.*, 73, 1948, p. 297.
 [45] MAC DONALD (A. D.) & BROWN (S. C.) : *Phys. Rev.*, 75, 1949, p. 411.
 [46] SMIT (J. A.) : *Physica*, 3, 1936, p. 543.
 [47] MARGENAU (H.) : *Phys. Rev.*, 73, 1948, p. 323.
 [48] HARTMAN (L. M.) : *Phys. Rev.*, 73, 1948, p. 316.
 [49] TOWNSEND (J. S.) : *C. R. Ac. Sc.*, Paris, 186, 1928, p. 55.
 [50] CRAGGS (J. D.), HAINE (M. E.) & MEEK (J. M.) : *Proc. of the Institution of Elec. Engin.*, part III A, 93, 1946, p. 191.
 [51] CRAGGS (J. D.) & HOPWOOD (W.) : *Proc. of the Physical Society*, 59, 1947, p. 755.
 [52] CRAGGS (J. D.) & HOPWOOD (W.) : *Proc. of the Physical Society*, 59, 1947, p. 771.
 [53] HERRENG (P.) : *Thèse*, Paris, ch. II, § 5, 1943, p. 19 (Publications des laboratoires de Physique de l'École Normale Supérieure).
 [54] BARKHAUSEN (H.) : *Les tubes à vide et leurs applications*. Traduction LABIN, 3^e volume, § 5, p. 20 (Dunod, Paris, 1940).
 [55] *Principles of Radar*. McGraw-Hill Book Company, 2^e Edition, ch. VI, 1946, p. 3.
 [56] LAWRENCE (E. O.) & BEAMS (J. W.) : *Phys. Rev.*, 32, 1928, p. 478.
 [57] MALTER (L.) : *P. I. R. E.*, 29, 1941, p. 587; 33, 1947, p. 1074.
 [58] BRAINERD (J. G.), KOEHLER (G.), REICH (H. J.) & WOODRUFF (L. F.) : *Ultra High Frequency Techniques*, pp. 26-28 (Londres, 1942).
 [59] GRIVET (P.) : *Annales de Physique* (11), 17, 1942, p. 72.
 [60] LAPORTE (M.) : *Les phénomènes élémentaires de la décharge électrique dans les gaz*, pp. 99-155 (Conférence-rapport, Paris, 1933).
 [61] BLOCH (Léon) : *Ionisation et résonnance des gaz et des vapeurs*, pp. 115-117 (Conférence-rapport, Paris, 1925).
 [62] HERMAN (L.) : *C. R. Ac. Sc.*, Paris, 221, 1945, p. 23; 223, 1946, p. 622; 225, 1947, p. 112; 226, 1948, p. 654.
 [63] HERMAN (L.) : *C. R. Ac. Sc.*, Paris, 228, 1949, p. 2016.
 [64] HOLT (R. B.), RICHARDSON (J. M.), HOWLAND (B.) & MAC CLURE (B. T.) : *Phys. Rev.*, 77, 1950, p. 239.
 [65] CRAGGS (J. D.) & MEEK (J. M.) : *Proc. Roy. Soc., A*, 186, 1946, p. 241.
 [66] CLOUPEAU (M.) : *Diplôme d'études supérieures*, Paris, 1950.
 [67] LOEB (L. B.) : *Fundamental Processes of Electrical Discharge in Gases*, pp. 426-441 (Wiley, New York, 1939).
 [68] BAYET (M.) : *C. R. Ac. Sc.*, Paris, 230, 1950, p. 2016.
 [69] BAYET (M.) : *C. R. Ac. Sc.*, Paris, 232, 1951, p. 612.
 [70] SPONER (H.) : *Molekülspektren* (Berlin, 1935).
 [71] JOHNSON (R. A.), MAC CLURE (B. T.) & HOLT (R. B.) : *Phys. Rev.*, 80, 1950, p. 376.
 [72] KENTY (C.) : *Phys. Rev.*, 32, 1928, p. 624.
 [73] MEGGERS (W. F.), DE BRUIN (T. L.) & HUMPHREYS (C. J.) : *Journal of Res., Bureau of Standards*, 5, 1929, p. 731.
 [74] PIKE (E. W.) : *Phys. Rev.*, 49, 1936, p. 513.
 [75] LOEB (L. B.) : *Fundamental Processes of Electrical Discharge in Gases*, pp. 232-257 (Wiley, New York, 1939).
 [76] BIONDI (M. A.) : *Phys. Rev.*, 79, 1950, p. 433.
 [77] MAC CALLUM (S. P.) & WISS (M. S.) : *Nature*, 142, 1938, p. 252.
 [78] ARNOT (F. L.) : *Nature*, 142, 1938, p. 536.
 ARNOT (F. L.) & MAC EWEN (M. B.) : *Proc. Roy. Soc., A*, 166, 1938, p. 543; 171, 1939, p. 106.
 [79] RICHARDSON (J. M.) : *Phys. Rev.*, 82, 1951, p. 318.

LISTE DES PRINCIPAUX SYMBOLES UTILISÉS

A) Lettres latines.

- $a, \bar{a}$, accélération des électrons : module; vecteur ou ensemble de ses trois composantes.
 c , vitesse de la lumière : $3 \cdot 10^{10}$ (en unités C.G.S.).
 D, D_a , coefficient de diffusion; de diffusion ambipolaire.
 d , distance inter-électrodes, ou, plus généralement, dimension de la décharge.
 $\mathcal{E}$, champ électrique (pouvant être fonction du temps).
 E, E_e , amplitude maximum d'un champ quelconque; amplitude efficace d'un champ alternatif.
 E_d , champ *disruptif* ou *explosif*.
 F, F^0 , fonction de distribution (*cf.* chap. II, § III).
 f , fréquence de collision des électrons avec les molécules.
 h , constante de PLANCK : $6,54 \cdot 10^{-27}$ (en unités C.G.S.).
 I , intensité de la source lumineuse.
 i , intensité de courant; en indice, désigne les chocs ionisants.
 j , symbole des imaginaires.
 k , constante de BOLTZMANN $1,37 \cdot 10^{-16}$ (en unités C.G.S.).
 L , libre parcours moyen (l.p.m.) des molécules.
 l , libre parcours moyen des électrons.
 $\ln$, logarithme népérien (naturel).
 M, m , masse de la molécule du gaz; de l'électron : $0,9 \cdot 10^{-27}$ (en unités C.G.S.).
 n , nombre d'électrons, sans dimensions.
 $N, \mathcal{N}$, nombre d'électrons par unité de volume (densité); *idem*, pour les molécules.
 p , pression du gaz (en mm de Hg, en général).
 q , section spécifique de choc pour les électrons.
 $r, \bar{r}$, position de l'électron : module de sa distance à l'origine; vecteur ou ensemble de ses trois composantes; $d\bar{r}$ désigne toujours le produit $dx dy dz$; en indice, r désigne la recombinaison.
 S , les fonctions S sont définies au chapitre II, § II.
 T , température absolue; les températures électroniques sont définies après le « Tableau pour la conversion... »

- v , v , vitesse de l'électron : module; vecteur ou ensemble de ses trois composantes. $d\bar{v}$ désigne toujours le produit $dx dy dz$.
- V , différence de potentiel.
- w , vitesse de progression des électrons selon le champ.
- W , w , énergie cinétique moyenne des électrons; des molécules.

B) Lettres grecques.

- α , coefficient de recombinaison des électrons (sauf au chap. I, § I).
- ε , 2,718
- ζ , coefficient d'ionisation U.-H.-F. (cf. chap. I, § III).
- η , coefficient de perte de vitesse par choc élastique.
- Λ , dimension caractéristique du tube à décharge.
- λ , longueur d'onde du champ électrique.
- μ , coefficient de mobilité des électrons.
- ν , nombre d'électrons produits par électron et par seconde (cf. chap. I, § I).
- $\bar{\nu}$, nombre d'onde, par cm, d'une radiation lumineuse.
- ξ , longueur d'onde d'une radiation monochromatique.
- π , 3,1415
- τ , constantes de temps diverses.
- φ , fréquence du champ électrique.
- ω , pulsation du champ électrique.
- $\Psi^1, \Xi^1, \Omega^1, \Phi, \Phi^0, \}$ fonctions de distribution des électrons (cf. chap. II).

TABLEAU POUR LA CONVERSION DES UNITÉS D'ÉNERGIE

On sait que si V , W et $\bar{\nu}$ mesurent l'énergie de l'électron, en électron-volts, en ergs et en nombre d'onde respectivement, et si ξ désigne la longueur d'onde (en Å), on a les relations suivantes :

$$W = 3 \cdot 10^{10} h \bar{\nu} = 10^8 \text{ eV} = \frac{m \nu^2}{2},$$

et, par suite,

$$\xi \bar{\nu} = 10^8; \quad \xi V = 12\,340; \quad \bar{\nu} = 8106 V; \quad \nu^2 = 2,2 \cdot 10^{27} W.$$

D'où le tableau suivant, où le nombre qui mesure l'énergie dans l'unité figurant au-dessus d'une colonne s'obtient, à partir de celui qui la mesure dans l'unité figurant en tête d'une ligne, par multiplication par le facteur qui se trouve à l'intersection de ces deux rangées.

	W	V	$\bar{\nu}$	ν^2
W (ergs)	1	$0,63 \cdot 10^{12}$	$0,51 \cdot 10^{16}$	$0,22 \cdot 10^{28}$
V (eV)	$1,59 \cdot 10^{-12}$	1	$0,81 \cdot 10^4$	$0,35 \cdot 10^{16}$
$\bar{\nu}$ (cm ⁻¹)	$1,96 \cdot 10^{-16}$	$1,23 \cdot 10^{-4}$	1	$0,42 \cdot 10^{12}$
ν^2 (cm/sec) ²	$4,5 \cdot 10^{-28}$	$2,8 \cdot 10^{-16}$	$2,3 \cdot 10^{-12}$	1

Si l'on suppose que ν est la vitesse la plus probable ν_p d'une répartition maxwellienne de température T_1 , on a, en outre,

$$W = \frac{m \nu^2}{2} = k T_1,$$

de sorte que

$$\nu^2 = 30 \cdot 10^{10} T_1, \quad T_1 = 1,16 \cdot 10^4 V \quad (V = 0,86 \cdot 10^{-4} T_1).$$

Mais il serait sans doute plus logique d'identifier ν avec la vitesse quadratique moyenne ν_q , de sorte qu'alors

$$W = \frac{m \nu^2}{2} = \frac{3}{2} k T_2,$$

et que

$$\nu^2 = 45 \cdot 10^{10} T_2, \quad T = 0,77 \cdot 10^4 V \quad (V = 1,27 \cdot 10^{-4} T_2).$$

Notons que le nombre qui mesure l'énergie, dans le dernier cas (T_2), est inférieur d'environ 5 % à celui qui la mesure en nombre d'onde, et que l'on a $T_1 = 1,5 T_2$.

TABLE DES MATIÈRES

SOMMAIRE

CHAPITRE I

Généralités sur les conditions d'excitation électrique des gaz.

- I. — Mouvement des électrons dans un gaz sous l'action d'un champ électrique 353
- II. — Les mécanismes de désionisation 356
- III. — Conditions du maintien d'une décharge U.-H.-F. 359
- Conclusion 362

CHAPITRE II

Théorie de la décharge U.-H.-F.

- I. — Généralités 363
- II. — Mise en équation 364
- III. — Fonctions de distribution négligeant la diffusion 366
- IV. — Fonction de distribution dans le cas général 367
- Conclusion : « inertie » de la décharge 370

CHAPITRE III

Dispositif expérimental pour l'étude des phénomènes transitoires

- I. — Générateur d'impulsions 371
- II. — Récepteur 375
- III. — Sources lumineuses 379

CHAPITRE IV

Résultats et interprétations concernant l'émission lumineuse des éclairs.

- I. — Remarques préliminaires 381
- II. — Établissement de la décharge 383
- III. — Extinction de la décharge 386
- Conclusion 392

Bibliographie 392

Liste des principaux symboles utilisés 393

Tableau pour la conversion des unités d'énergie 394

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté :

« MICROSCOPIE PAR DIFFRACTION » DU PROFESSEUR GABOR

Vu et approuvé :

Paris, le 16 juin 1951.

Le Doyen de la Faculté des sciences,

A. CHÂTELET.

Vu et permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

Jean SARRAILH.

